

MATHEMATISCHE MODELLIERUNG DER STRÖMUNGS- UND MISCHUNGSVORGÄNGE IN DER TANGENTIALFEUERUNG

Doktorarbeit
zur
Erlangung des Grades
Doktor-Ingenieur
der
Abteilung für Maschinenbau
an der Ruhr-Universität Bochum

von
Wolfgang Benesch
Lünen

Bochum 1984

INTERNATIONALE MODELLIERUNG DER
STRUKTUREN UND WIRTSCHAFTSVERHÄLTNISSE
IN DER THEORETISCHEN ÖKONOMIK



Digitized by the Internet Archive
in 2026

MATHEMATISCHE MODELLIERUNG DER STRÖMUNGS- UND MISCHUNGSVORGÄNGE IN DER TANGENTIALFEUERUNG

Doktorarbeit

zur

Erlangung des Grades

Doktor-Ingenieur

der

Abteilung für Maschinenbau

an der Ruhr-Universität Bochum

von

Wolfgang Benesch

Lünen

Bochum 1984

MATHEMATISCHE MODELLIERUNG DER
STROMUNGS- UND MISCHEUNGSVORGÄNGE
IN DER TANGENTIALFLEUßUNG

Mathematische Modellierung

der

Stromungs- und Mischungs-
vorgänge

in der Tangentialfließung

von

Flüssigkeiten

in der Tangentialfließung

Doktorarbeit eingereicht am: 6. Dezember 1983

Tag der mündlichen Prüfung: 14. Februar 1984

Referent: Prof. Dr.-Ing. H. Kremer

Korreferent: Prof. Dr. rer. nat. W. Merzkirch

V o r w o r t

Die vorliegende Arbeit entstand am Lehrstuhl für Energieanlagentechnik der Ruhr-Universität Bochum, während meiner Tätigkeit als wissenschaftlicher Angestellter.

Mein besonderer Dank gilt Herrn Prof. Dr.-Ing. H. Kremer, der die Arbeit in dieser Form angeregt und stets in hervorragender Weise gefördert hat.

Bei Herrn Prof. Dr. rer. nat. W. Merzkirch möchte ich mich für die Übernahme des Korreferates und für seine Denkanstöße bedanken.

Mein Dank gilt auch allen Mitarbeitern des Lehrstuhls, die in irgendeiner Form am Zustandekommen der Arbeit beteiligt waren.

Anerkennung gebührt Frau H. Weiß für die sorgfältig ausgeführte Reinschrift.

I N H A L T S V E R Z E I C H N I S

Seite

1.	Einleitung	1
2.	Problemstellung und Zielsetzung	1
2.1	Typische Merkmale der Tangentialfeuerung	1
2.2	Aspekte zur mathematischen Modellierung	5
3.	Literaturübersicht - Stand der Forschung	8
3.1	Mathematische Brennkammermodelle	8
3.1.1	Modelle für zweidimensionale Kohlenstaubflammen	9
3.1.2	Berechnungsverfahren für dreidimensionale Brennkammerströmungen	10
3.2	Verfahren zur Berechnung dreidimensionaler Strömungen	12
3.3	Berechnungsverfahren für Tangentialfeuerungen	13
3.4	Die Marker and Cell Methode	13
3.5	Berechnung der Staubpartikelbewegung	14
3.6	Modelluntersuchungen	15
4.	Erhaltungsgleichungen für das Gasströmungsfeld	16
4.1	Unterscheidung zwischen Eulerscher und Lagrangescher Betrachtungsweise	16
4.2	Allgemeines zur Herleitung	18
4.3	Gleichungssystem für die dreidimensionale kompressible Strömung	19
4.4	Dimensionsloses Gleichungssystem	21

	Seite
4.5 Gleichungssystem für die turbulente Strömung	25
4.5.1 Zeitlich gemittelte Erhaltungsgleichungen	26
4.5.2 Wirbelviskositätsprinzip	28
4.5.3 Turbulenzmodelle	32
4.6 Kompressibilität - Auftrieb	35
4.7 Gleichungssystem für die Strömungsberechnung in der Tangentialfeuerung	36
5. Übersicht über numerische Lösungsverfahren	38
5.1 Mathematische Klassifizierung	38
5.2 Gebräuchliche Lösungsverfahren	40
6. Beschreibung des Differenzenverfahrens	42
6.1 Überführung des Differentialgleichungssystems in ein Differenzengleichungssystem	42
6.2 Beschreibung der Differenzenausdrücke	48
6.3 Lösungsschema	49
6.4 Anfangsbedingungen	52
6.5 Allgemeine Randbedingungen	54
6.5.1 Feste Wände	54
6.5.2 Symmetrieebenen	56
6.5.3 Ausflußrandbedingungen	56
6.6 Spezielle Randbedingungen	57
6.6.1 Querangeströmter Freistrah	58
6.6.2 Eckenfeuerung	59
6.6.3 Seitenfeuerung	61
6.6.4 Aschetrichter	65

	Seite
7. Berechnung der Partikelströmung	66
7.1 Ableitung der Bewegungsgleichung für das Kohlepartikel	66
7.1.1 Kinematik der Partikeln	67
7.1.2 Formulierung der Einzelkräfte	69
7.1.3 Dimensionslose Partikelbewegungsgleichungen	75
7.2 Einflußgrößen für den Partikelweg	76
7.2.1 Der Widerstandsbeiwert	76
7.2.2 Turbulente Diffusion der Partikeln	84
7.2.3 Entgasung und Verbrennung	85
7.3 Kopplung zwischen Gas- und Partikelströmungsfeld	93
7.4 Lösung der Partikelbewegungsgleichungen	94
8. Anwendung des Superpositionsprinzips für den Brennernahbereich	95
9. Beispielrechnungen	101
9.1 Querangeströmter, runder Freistrahler	101
9.2 Eckenfeuerung	107
9.3 Seitenfeuerung	127
9.4 Aschetrichter	142
9.5 Speicherplatzbedarf und Rechenzeitverbrauch	142
10. Zusammenfassung	144
11. Literatur	148

12. Anhang	160
12.1 Differenzenausdrücke für die Differentiale in der Impulserhaltungsgleichung	161
12.2 Differenzenausdrücke für die Differentiale in der Stoff- und Energieerhaltungs- gleichung	167
12.3 Kohledaten und Verbrennungsrechnung	168
12.4 Daten der berechneten Tangentialfeuerungen	169

Formelzeichen

$\vec{a}_c$	Coriolisbeschleunigung
$\vec{a}_z$	Zentrifugalbeschleunigung
A_p	Anströmquerschnitt des Partikels
c_i	Übertragungskoeffizient für Impuls
c_p	spez. Wärmekapazität bei konstantem Druck
c_v	spez. Wärmekapazität bei konstantem Volumen
c_R	Volumenanteil
C	Massenkonzentration
C_{PD}	Partikeldiffusionskoeffizient
C_W	Widerstandsbeiwert
d_p	dimensionsbehafteter Partikeldurchmesser
D	Diffusionskoeffizient bzw. Brennkreisdurchmesser
$\vec{F}_A$	Auftriebskraft
$\vec{F}_C$	Corioliskraft
$\vec{F}_p$	Druckkraft
$\vec{F}_W$	Widerstandskraft
$\vec{F}_Z$	Zentrifugalkraft
g	Erdbeschleunigung

VI

$\vec{G}$	Gewichtskraft
I	Laufvariable in x-Richtung
J	Laufvariable in y-Richtung
k	kinetische Energie der Turbulenzbewegung
K	Laufvariable in z-Richtung
K_R	Reaktionsgeschwindigkeit
K_{CH}	chemisch kontrollierte Reaktionsgeschwindigkeit
K_{PH}	physikalisch kontrollierte Reaktionsgeschwindigkeit
l	Länge
M	Impulsverhältnis
$\vec{M}$	Magnuskraft
p	Druck
P	dimensionsloser Druck
q	Quellterm
Q	dimensionsloser Quellterm
r	Radius
R	dimensionsloser Radius
s	Seitenlänge der Brennkammer
S	freie Weglänge

VII

t	dimensionsbehaftete Zeit
T	Temperatur
$\vec{T}$	Trägheitskraft
u	dimensionsbehaftete Fluidgeschwindigkeitskomponente in x-Richtung
U	dimensionslose Fluidgeschwindigkeitskomponente in x-Richtung
$\vec{U}_R$	Relativgeschwindigkeitsvektor (Partikel - Fluid)
v	dimensionsbehaftete Fluidgeschwindigkeitskomponente in y-Richtung
V	dimensionslose Fluidgeschwindigkeitskomponente in y-Richtung
V_x	Volumenkraft in x-Richtung
V_y	Volumenkraft in y-Richtung
V_z	Volumenkraft in z-Richtung
w	dimensionsbehaftete Fluidgeschwindigkeitskomponente in z-Richtung
W	dimensionslose Fluidgeschwindigkeitskomponente in z-Richtung
$\vec{w}$	Fluidgeschwindigkeitsvektor mit den Komponenten u, v, w
$\vec{w}_r$	Radialgeschwindigkeit bezüglich der Partikeldrehachse

VIII

$\vec{w}_t$	Tangentialgeschwindigkeit bezüglich der Partikeldrehachse
x	Koordinate
X	dimensionslose Koordinate
x_M	Koordinate der Partikeldrehachse
y	Koordinate
Y	dimensionslose Koordinate
y_M	Koordinate der Partikeldrehachse
z	Koordinate
Z	dimensionslose Koordinate
α	Faktor zur Unterscheidung zwischen Stromauf- und Zentraldifferenzen
β	kubischer Ausdehnungskoeffizient bzw. Relaxationsfaktor
γ	horizontaler Brennereinstellwinkel
δ	Drallgrad
ϵ	Dissipation der Turbulenzenergie
θ	dimensionslose Temperaturdifferenz
κ	Isentropenexponent bzw. Massenkonzentration
λ	Wärmeleitfähigkeit
μ	dynamische Viskosität

IX

ν	kinematische Viskosität
ρ	Dichte
$\tilde{\rho}$	dimensionslose Dichte
ρ_A	Partialdichte des Stoffes A
τ	dimensionslose Zeit
Φ	Dissipationsfunktion
ψ	vertikaler Brennereinstellwinkel
$\vec{\omega}$	Winkelgeschwindigkeit

Indizes

D	Diffusion
eff	effektive Größe
G	Gas
j	laufender Index der Elementardüsen
m	Mitte
P	Partikel
R	relativ
S	Stoff
t	turbulent
T	Energie
x	x-Richtung
y	y-Richtung
z	z-Richtung
o	Eintritt
2	Querstrahl
∞	Hauptströmung
*	Bezugsgröße

1. Einleitung

Tangentialfeuerungen sind unter ausgeführten Großbrennkammern weit verbreitet. Sie gewinnen zunehmend an Bedeutung, da man von ihnen unter anderem ein günstiges Schadstoffverhalten erwartet [1, 2].

Zur optimalen Auslegung von Feuerungen allgemein werden mit zunehmender Kapazität der modernen Rechenanlagen mathematische Modelle herangezogen. Die Strömungsform in Tangentialfeuerungen bedingt, daß es sich hierbei nur um dreidimensionale Modelle handeln kann. Die verwickelten Vorgänge in Brennkammern mit all ihren Wechselwirkungen, insbesondere bei der Kohleverbrennung, können auch heute noch nicht vollständig von einem Berechnungsverfahren erfaßt werden.

Man ist daher auf mehr oder weniger effiziente Teilmodelle angewiesen.

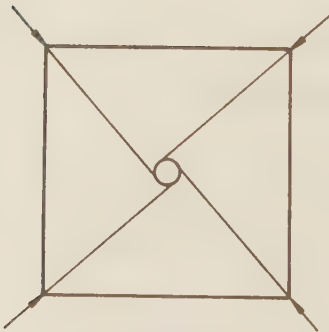
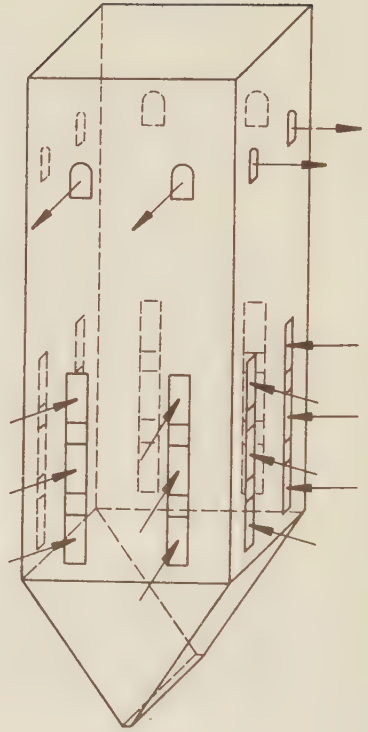
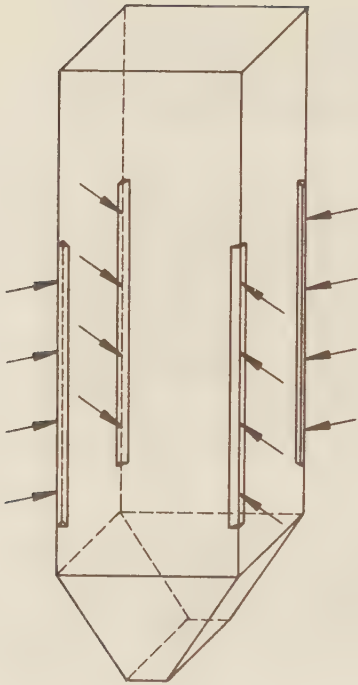
Gegenstand der vorliegenden Arbeit ist die Entwicklung eines mathematischen Modells zur Berechnung der dreidimensionalen Gas- und Partikelströmung in Tangentialfeuerungen. Die Verbrennung wird, soweit sie für das Strömungsfeld von Bedeutung ist, berücksichtigt.

2. Problemstellung und Zielsetzung

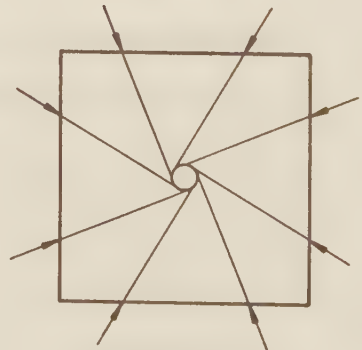
2.1 Typische Merkmale der Tangentialfeuerung

Der Name "Tangentialfeuerung" rührt von der Art der Ausrichtung der Brenner in der Feuerung her. Sie sind tangential auf einen gedachten Kreis, den sogenannten Brennkreis, ausgerichtet. Prinzipiell kann zwischen zwei Grundtypen (Abb. 2-1) unterschieden werden [3, 4]:

1. der Eckenfeuerung, hier sind die Brenner, wie der Name sagt, in den vier Ecken der Brennkammer untergebracht.



Eckenfeuerung



Seitenfeuerung

Abb. 2-1: Prinzip der Tangentialfeuerung

Dieser Feuerungstyp wird für die Verfeuerung von Steinkohle eingesetzt [5, 6, 7].

2. der Seiten- oder Allwandfeuerung, bei der die Brenner einzeln oder paarweise auf den Brennkammerwänden angeordnet sind. Dieser Feuerungstyp wird für Braunkohle angewandt [8, 9, 10, 11]. Aufgrund des höheren Ballastgehaltes der Braunkohle und der daher größer zu bauenden Mühlen ist eine Anordnung der Brenner in den Brennkammerecken wie bei Steinkohle unmöglich.

Die Brenner selbst bestehen aus vertikal übereinander angeordneten Öffnungen für Primärluft und Kohlenstaub, Sekundärluft sowie Öl oder Gaszusatzbrennstoff. Sie sind grundsätzlich als Stahlbrenner ausgebildet. Den Aufbau derartiger Brennermatrizen zeigt Abb. 2-2 [3].

Die aus den Brenneröffnungen austretenden Kohlenstaub-/Luft- bzw. Kohlenstaub-/Rauchgas-Strahlen vereinigen sich in der Brennkammermitte zu einem Zentralwirbel, in dem ein wesentlicher Teil der Verbrennung abläuft, während die Zündung bereits jeweils an der Wurzel der kohlenstaubbeladenen Strahlen einsetzt.

Der optimale Brennkreisdurchmesser soll gewährleisten, daß die Flammen einerseits nicht die Brennkammerwände berühren (Verschlackungsgefahr), aber andererseits auch ein stabiler Zentralwirbel entsteht, der einen guten Ausbrand gewährleistet. Bei richtiger Auslegung der Tangentialfeuerung kommt man dem Idealzustand einer gleichmäßig durchmischten Brennkammer sehr nahe.



Abb. 2-2a: Brennermatrix der Steinkohlen-Eckenfeuerung

Welche Bedeutung der Einstellung des Brenners zukommt, erkennt man, wenn man weiß, daß bei deutschen Kesseln weder der Neigungswinkel noch der Winkel zur Einstellung des Brennkreises während des Betriebs geändert werden kann.

In den USA werden Eckenfeuerungen mittlerer Leistung auch mit Schwenkbrennern ausgerüstet [2, 12, 13].

Der Vorteil der Tangentialfeuerung liegt unter anderem in der relativ niedrigen Feuerraumtemperatur, was zu einer verringerten Bildung des thermischen Stickstoffmonoxids (NO) führt. Außerdem eignet sich der Aufbau der Brennermatrizen zur Verwirklichung der Stufenverbrennung [14], durch die die NO -Bildung aus im Brennstoff enthaltenem Stickstoff reduziert werden kann.

2.2 Aspekte zur mathematischen Modellierung

Allgemein lassen sich die physikalischen Vorgänge in einer Feuerung grob in die drei Teilbereiche Strömung, Abbrandkinetik und Wärmeaustausch unterteilen. Die Strömung in der Tangentialfeuerung ist immer dreidimensional und turbulent. Als strömende Medien treten neben den verschiedenen Gasen die Kohlenstaubpartikeln auf. Die Abbrandkinetik muß sich sowohl mit der Feststoffverbrennung als auch mit der Verbrennung der gasförmigen, flüchtigen Bestandteile beschäftigen. Für den Wärmeaustausch spielt aufgrund der hohen Temperaturen fast ausschließlich die Strahlung eine Rolle. Die Problematik bei der mathematischen Modellierung liegt in der Kopplung der drei Teilprozesse, wie aus Abb. 2-3 ersichtlich.

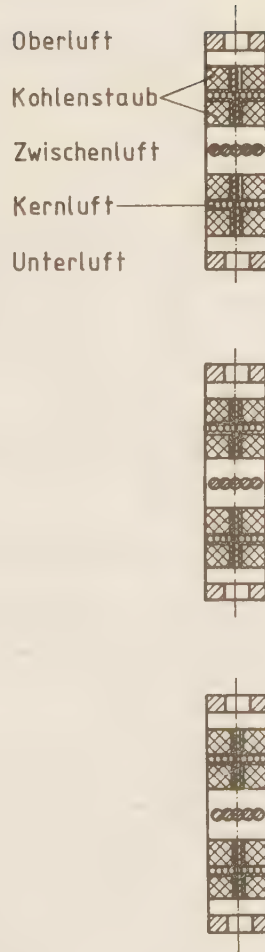


Abb. 2-2b: Brennermatrix der Braunkohlen-Seitenfeuerung

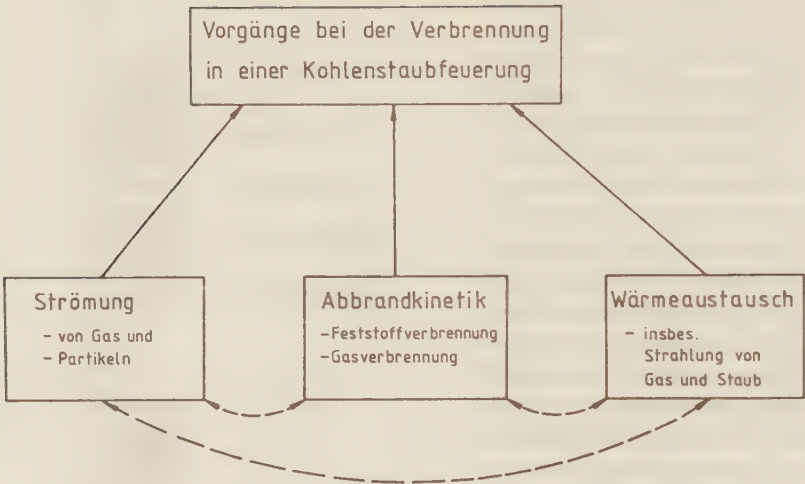


Abb. 2-3: Einflußgrößen für die Kohlenstaubverbrennung

Ein mathematisches Modell, welches diese Zusammenhänge für den dreidimensionalen Fall vollständig berücksichtigt, scheint auch heute noch nicht möglich.

Wie stark die Einschränkungen im Vergleich zur zweidimensionalen Rechnung sind, veranschaulichen Abb. 2-4 und Abb. 2-5. Dabei muß bemerkt werden, daß es sich bei der Angabe der Rechenzeit um eine konservative Abschätzung handelt. Die Erhöhung der Anzahl der notwendigen Iterationen bei steigender Zellenzahl [15] blieb unberücksichtigt.

Diese Rechnerbeschränkungen können die Ursache dafür sein, daß Modelle und Ansätze, die für zweidimensionale Probleme befriedigende Ergebnisse liefern, für den dreidimensionalen Fall verworfen werden müssen.

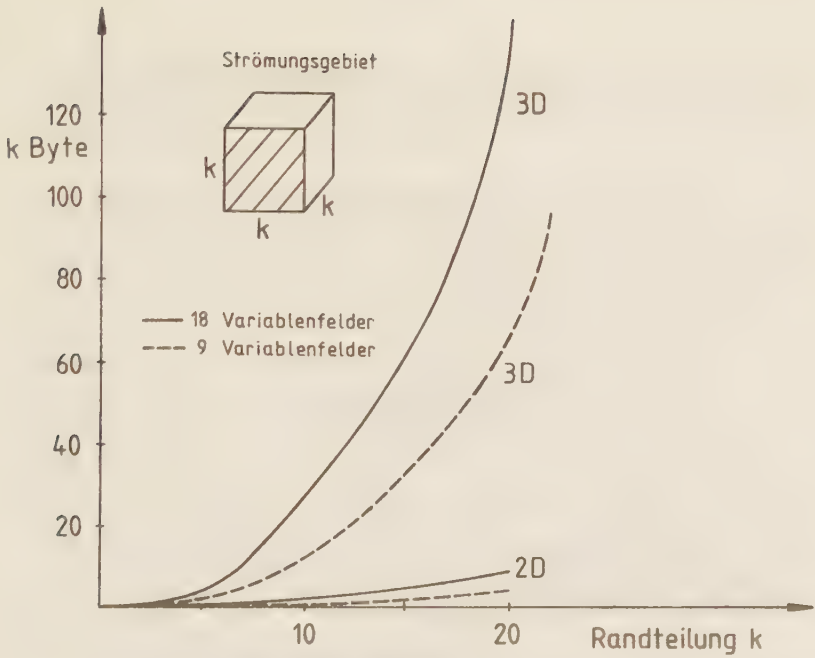


Abb. 2-4: Kernspeicherplatzbedarf

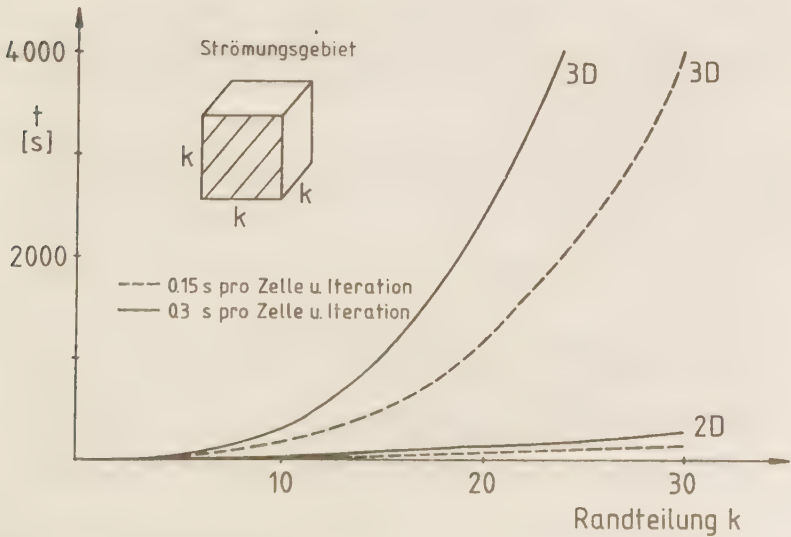


Abb. 2-5: Rechenzeitbedarf

Vor diesem Hintergrund wurde ein Berechnungsverfahren entwickelt, welches das Hauptaugenmerk auf die Strömung richtet.

Ziel dieser Arbeit ist es, dem Feuerungskonstrukteur ein praktikables Werkzeug an die Hand zu geben, mit dem sich der Einfluß der Hauptparameter

- Feuerraumgeometrie
- Brenneranzahl
- Brenneraufbau
- Brennkreisdurchmesser
- Brennerneigungswinkel

auf den Brennkammerbetrieb abschätzen läßt. Außerdem soll eine Aussage über die entstehenden Mischungsfelder und den Weg der Kohlenstaubpartikeln gemacht werden, wobei der Einfluß des Auftriebs zu berücksichtigen ist.

Es erscheint sinnvoll, das mathematische Modell auf der Marker und Cell (MAC)-Methode [16] aufzubauen. Hoitz [15] konnte hiermit positive Erfahrungen bei der Berechnung zweidimensionaler, isothermer Brennkammerströmungen sammeln. Benesch und Kremer wendeten dieses Verfahren erfolgreich auf zweidimensionale, instationäre Ausströmvorgänge in geschlossenen Behältern an [17].

Die zu entwickelnde Berechnungsmethode soll sich ebenfalls mit der instationären Strömung befassen, um so eine Aussage über das transiente Verhalten der Tangentialfeuerung beim Anfahren und beim Lastwechsel zu ermöglichen.

3. Literaturübersicht - Stand der Forschung

3.1 Mathematische Brennkammermodelle

Je nach Geometrie und Strömungsverhältnissen ist eine Unter-

teilung in ein-, zwei- und dreidimensionale Modelle möglich. Weiterhin kann nach der Art des verfeuerten Brennstoffs Gas, Öl oder Kohle unterschieden werden.

Am einfachsten zu berechnen ist die eindimensionale Gasflamme; den kompliziertesten Fall in dieser Hierarchie stellt die dreidimensionale Kohlenstaubflamme dar. Sie ist von der Seite der mathematischen Modellierung weitgehend unerforscht.

In Bezug auf die Berechnung kommen einem solchen Modell für die Tangentialfeuerung die zweidimensionalen Kohlenstaubflammen und die dreidimensionalen gas- oder ölgefeuerten Brennkammern am nächsten. Daher soll in der Literaturübersicht nur hierauf detaillierter eingegangen werden.

Gute Übersichten über mathematische Brennkammermodelle allgemein finden sich bei Hoitz/Kremer [18] und McDonald [19] bis zum Jahre 1979. Die Entwicklung auf diesem Gebiet bis zum Jahre 1982 verfolgte Khalil [20].

3.1.1 Modelle für zweidimensionale Kohlenstaubflammen

Den Ansatzpunkt für moderne Berechnungsverfahren für Kohlenstaubflammen liefert die umfangreiche Arbeit von Field [21]. Durch die noch beschränkte Rechnertechnik im Jahre 1967 waren den Berechnungsmöglichkeiten starke Grenzen gesetzt. So konnte z.B. für das Strömungsfeld nur eine Pfropfenströmung oder eine Strömung mit Strahlcharakter betrachtet werden.

Die erste Lösung der Erhaltungsgleichungen für Kohlenstaubflammen mittels Differenzenverfahren stammt von Gibson und Morgan [22]. Es wird gleichzeitig die zweidimensionale Strömung mit Rezirkulation, der Abbrand des Kohlenstaubs mit vereinfachenden Annahmen zur Pyrolyse und der Strahlungswärmeaustausch mit einem Zweiflußmodell behandelt. Richter [23] berechnet neben Gasflammen auch die achssym-

metrische Anthrazitstaubflamme, benutzt aber gegenüber Gibson/Morgan ein höherwertiges Turbulenz- und Strahlungsmodell.

Weitere Schritte in Richtung auf eine exaktere Modellierung der zweidimensionalen Kohlenstaubflamme stammen von Lockwood et al. [24] und Smith und Smoot [25, 26]. Bei diesen wird zusätzlich die Entgasung und die Verbrennung der flüchtigen Bestandteile der Kohle berücksichtigt, und der Weg der Kohlenstaubpartikeln durch die Brennkammer berechnet.

3.1.2 Berechnungsverfahren für dreidimensionale Brennkammerströmungen

Dreidimensionale Modelle, die das gekoppelte System aus Strömung mit Rezirkulation, Wärmeübergang und homogener und heterogener, chemischer Reaktion des Kohlenstaubs erschöpfend behandeln, sind nicht bekannt, und es dürfte aufgrund des damit verbundenen Bedarfs an Rechnerkapazität auch in Kürze nicht damit gerechnet werden.

Zwar wird von Spalding [27] schon 1973 ein Berechnungsverfahren für die dreidimensionale Brennkammerströmung erwähnt, bei der auch der Kohlenstaub berücksichtigt werden soll. Aber das Verfahren konnte noch nicht mit allen Teilmodellen ausgetestet werden. Man erkennt, das Problem liegt weniger in der Zusammenstellung von Berechnungsansätzen für die Teilgebiete als in der Kopplung des Ganzen und den damit verbundenen numerischen Schwierigkeiten.

Die dreidimensionale Berechnung einer Gasturbinenbrennkammer mit Reaktion und Strahlungswärmeaustausch wurde von Gibeling [28] vorgenommen.

Ein am Imperial College of Science and Technology in London entwickeltes, unter dem Namen TEACH bekannt gewordenes

Computerprogramm für zweidimensionale Strömungen, wurde auch für die dreidimensionale Brennkammerströmung erweitert [29, 30]. Während bei Pai et al. [29] das Gas bereits ausgebrannt zugeführt wird, kann von Abou Elail et al. [30] eine globale Reaktion zwischen Brennstoff und Oxidator berücksichtigt werden.

Ein ähnliches Verfahren, basierend auf der SIMPLE-Methode (siehe Kapitel 3.2), wurde von Markatos und Moulton [31] entwickelt. Außer von Spalding [27] wird bei allen bisher in diesem Kapitel vorgestellten Modellen das Zweigleichungs- $k-\epsilon$ -Turbulenzmodell angewandt.

Die einzigen Veröffentlichungen, die sich mit der mathematischen Modellierung der Vorgänge in der Tangentialfeuerung beschäftigen, stammen von Zuber [32, 33]. Er stellte erstmals 1972 Ergebnisse seiner Rechenmethode vor. Neben den Bilanzgleichungen für die Strömung werden auch Energie- und Stoffhaltungsgleichungen gelöst. Im Jahr 1979 berichtet er [33] über den Einbau eines Flußmodells für den Strahlungswärmeaustausch und die Berechnungsmöglichkeit der Schadstoffverringerung durch Additivzugabe. Bei der Lösung des Gleichungssystems geht Zuber zwar von den instationären Erhaltungsgleichungen aus, laut eigener Aussage liefern die Zwischenwerte auf dem Weg zur stationären Lösung aber keine sinnvolle Beschreibung des transienten Vorgangs, da die Zeitschrittweite räumlich optimiert wird, um zu einem befriedigenden Konvergenzverhalten zu gelangen. Ein Nachteil in den Arbeiten von Zuber ist in der Art der Berechnung des Druckfeldes über eine eigene Differentialgleichung (Poisson-Gleichung) zu sehen. Zuber behandelt den Kohlenstaub in all seinen Arbeiten wie ein Gas.

Er sagt selbst: "Das mathematische Modell, von dem berichtet werden soll, steht als ein kompliziertes Modell auf einer extremen Position mit allen Vorzügen und Nachteilen, die dies mit sich bringt."

Außer dem Verfahren von Zuber ist keine der genannten Be-

rechnungsmethoden in der Lage, Drehströmungen zu behandeln oder Aussagen über transiente Vorgänge zu machen.

3.2 Verfahren zur Berechnung dreidimensionaler Strömungen

Die langsame Umströmung dreidimensionaler, großer Störkörper berechnet Hirt [34], basierend auf der "Marker and Cell"-Methode. Er verwendet aber noch nicht die kombinierten Zentral-Aufwind-Differenzen, wie sie Hoitz [15] benutzt.

Ein anderes am Imperial College entwickeltes Lösungsverfahren für die dreidimensionale Strömung trägt die Bezeichnung SIMPLE (Semi-Implicit Method for Pressure-Linked-Equations) [35, 36]. Hier wird auch auf die Berechnung des Druckfeldes mit Hilfe einer Poisson-Gleichung verzichtet und stattdessen die iterative Ermittlung, wie von Amsden und Harlow [42] vorgeschlagen, angewandt.

Magnussen/Hjertager [37] bauten ihr dreidimensional elliptisches Strömungsprogramm auf einem von Patankar und Spalding [38] für die dreidimensionale, parabolische Strömung hergeleiteten Lösungsalgorithmus auf.

Alle in diesem Kapitel genannten Autoren, bis auf Hirt [34], verwendeten das $k-\epsilon$ -Turbulenzmodell. Aussagen über instationäre Vorgänge und Drehströmungen werden auch hier nicht gemacht.

Sowohl über die Berechnungsmethoden für die zweidimensionale Kohlenstaubflamme als auch über die verschiedenen Verfahren zur Berechnung der dreidimensionalen Brennkammerströmung muß gesagt werden, daß sie einen erheblichen mathematischen und numerischen Verständnisaufwand erfordern. Dies wird zum Teil auch durch eigene Aussagen der Autoren bestätigt.

Diese Tatsache steht einer weiten Verbreitung der Verfahren im Wege, deshalb soll in der vorliegenden Arbeit auf eine praktikable Handhabung geachtet werden.

3.3 Berechnungsverfahren für Tangentialfeuerungen

Mit der Berechnung der Vorgänge in der Tangentialfeuerung haben sich neben Zuber [32, 33] noch Bueters et al. [39], Lowe et al. [40] und Richter [41] beschäftigt. Das Ziel der letzten drei genannten Arbeiten ist es, die Wärmeübertragung in der Tangentialfeuerung zu berechnen. Entsprechend wird hier ein hoher Aufwand bei den Strahlungs- und zum Teil Reaktionsmodellen getrieben. Das Strömungsfeld wird dafür nur mehr oder weniger willkürlich angenommen und nicht berechnet. Diesen Mangel könnte gerade die vorliegende Arbeit beheben.

3.4 Die "Marker und Cell"-Methode

Die meisten der genannten Berechnungsverfahren für Strömungen sind direkt oder indirekt mit den am Imperial College entwickelten Verfahren verwandt.

Eine große Anzahl von Arbeiten, die sich auch mit der Strömungsberechnung beschäftigen und bisher nicht für Brennkammerberechnungen angewandt wurden, entstanden am Los Alamos Scientific Laboratory in den U.S.A.

Die Entwicklung wurde von Hoitz [15] beobachtet. Er zog die sogenannte MAC (Marker and Cell) Methode [16, 42 bis 44] erstmalig für die numerische Modellierung der isothermen, zweidimensionalen Brennkammerströmung heran. Diese wurde auch erfolgreich zur Berechnung der zweidimensionalen Schadstoffausbreitung (Mauermayer [45]) und für instationäre Ausströmvorgänge [17] angewandt.

Als Vorteile der Verfahren können genannt werden:

- Behandlung der instationären Strömungsgleichungen (die iterativen Schritte auf dem Weg zur stationären Lösung liefern sinnvolle Zwischenwerte),
- staggered grid (nähere Erläuterung siehe Kap. 6.1),
- iterative Ermittlung des Druckfeldes,

- übersichtliche Formulierung der Differenzenausdrücke,
- geringer Speicherplatzbedarf,
- große Universalität.

Teilweise wurden diese Vorteile, wie schon geschildert, z.B. die Benutzung des staggered grid und die Druckfeldberechnung, von anderen Autoren erkannt und übernommen. Als Nachteil kann ein unter Umständen etwas höherer Rechenzeitverbrauch gegenüber implizierten Verfahren gesehen werden.

3.5 Berechnung der Staubpartikelbewegung

Hotchkiss und Hirt [46] haben zur Bestimmung der Schadstoffausbreitung die Staubbewegung in dreidimensionaler, drehungsfreier Gasströmung berechnet. Den Weg von Partikeln in Drehströmungen untersuchten sowohl experimentell wie auch theoretisch Mühle [47 bis 49], Krüger [50] und Lang/Lenze [51]. Sie benötigen für die Berechnung allerdings die Vorgabe des gemessenen Gas-Strömungsfeldes.

Formeln für die Berechnung des Widerstandsbeiwertes von Kugeln und Staubkörnern, ohne chemische Reaktion, in Abhängigkeit von der Reynoldszahl, finden sich bei Kürten et al. [52], Burson et al. [53], Brauer [54] und Strauß [55]. Torobin/Gauvin [56] und Kerker [57] versuchten, einen Einfluß der Beschleunigung auf den c_w -Wert zu ermitteln.

Messungen an Staubströmungen und Meßmethoden hierzu werden in den Arbeiten [58 bis 63] erläutert. Verschiedene Teilaspekte der Staubbewegung, wie sie auch für Kohlenstaubpartikeln von Interesse sind, werden in [64 bis 67] behandelt.

Für die Berechnung der Kohlenstaubströmung nach Lagrange-scher Betrachtungsweise ist der Einfluß der Verbrennung auf die Partikelgeometrie und auf den Widerstandsbeiwert von Interesse.

Eine Beziehung für den c_w -Wert brennender Partikeln liefert Crowe [68].

Das Entgasungsverhalten verschiedener Kohlen bei Brennkammerbedingungen wird in [69 bis 73] untersucht. Angaben zum Blähgrad bzw. Schwellfaktor finden sich bei Agst [74] und Elliott [75]. Melia und Bowman [76] entwickelten ein Drei-Zonen-Modell für die Simulation des Partikelschwellens.

Die Mischung und Zündung bei Strahlbrennern betrachtet Adrian [77]. Er kommt zu dem Schluß, daß die Kohlenstaubpartikeln auch bei großen Brennkammern spätestens nach 0,05 Sekunden Zündtemperatur erreicht haben müssen, was in etwa einer Entfernung von einem Meter vom Brenneraustritt entspricht.

Abbrandmodelle für Braun- und Steinkohle wurden von Liebscht [78], Willemes [79] und Baum/Street [80] aufgestellt. Die Veränderung des brennenden Einzelkorns auf dem Weg durch die Brennkammer untersuchten Timothy et al. [81] mit Hilfe eines optischen Zwei-Farben-Pyrometers.

Die genannten Arbeiten liefern die notwendigen Bausteine, um die Bahnkurve eines Kohlenstaubpartikels, sowohl reagierend als auch nicht reagierend, bei vorher berechneter Gasströmung zu bestimmen.

3.6 Modelluntersuchungen

Allgemein besteht ein Mangel an Meßwerten von Strömungs- und Mischungsfeldern in Tangentialfeuerungen.

Die wenigen bekannten Modelluntersuchungen beschäftigen sich mit dem qualitativen Verhalten der Tangentialfeuerung. Überlegungen zu einer veränderten Darstellung des Brenners bei isothermer Modellierung gegenüber dem Verfahren von Thring/Newby [82] stellte Zelkowski [83] an. Er untersuchte außerdem am physikalischen Modell der Tangentialfeuerung den Zusammenhang zwischen Drallzahl und Verschlackung der

Brennkammerwände [84].

Die Abhängigkeit zwischen Brennkreisdurchmesser und Durchmischung wurde in Modellversuchen von Buxmann [85] näher durchleuchtet. Altmann, Apel und Pascher [86] vergleichen qualitativ Tangential-, Punkt- und Linearfeuerung.

Die Literaturübersicht zeigt, daß es nicht an Versuchen mangelt, mathematische Brennkammermodelle zu entwickeln. Die Anzahl reduziert sich deutlich, wenn die Behandlung der Kohlenstaubflamme oder Berechnungsverfahren für dreidimensionale Probleme gefragt sind. Beides ist aber für die Beschreibung der Vorgänge in der Tangentialfeuerung erforderlich. Bisher gibt es nur Modelle für zweidimensionale Kohlenstaubflammen oder für dreidimensionale Gasbrennkammern ohne Drehströmung.

Gerade die zuletzt genannten Modelle sind im übrigen wenig anwenderfreundlich und kaum dokumentiert. Außerdem wird keine Aussage über instationäre Vorgänge ermöglicht. Die entstandene Lücke soll die vorliegende Arbeit schließen: Die Berechnung der instationären Brennkammerströmung in Kohlenstaubtangentialfeuerungen unter Berücksichtigung des Auftriebs mit vertretbarem Rechenaufwand und einem für die Praxis durchschaubaren Verfahren.

4. Erhaltungsgleichungen für das Gasströmungsfeld

4.1 Unterscheidung zwischen Eulerscher und Lagrangescher Betrachtungsweise

Das Strömungsfeld kann auf zwei verschiedene Arten beschrieben werden [87]. Als Unterscheidungsmerkmale ergeben sich (Abb. 4-1) bei:

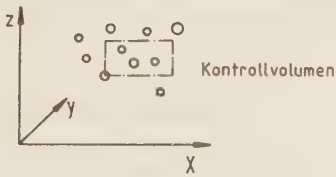
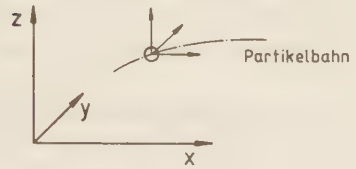
Eulersche Betrachtungsweise:Lagrangesche Betrachtungsweise:

Abb. 4-1: Gegenüberstellung der Eulerschen und Lagrangeschen Betrachtungsweise

Formulierung nach der Eulerschen Betrachtungsweise

Die augenblickliche Geschwindigkeit des Kontinuums an jedem Ort wird bestimmt, ohne daß näher darauf eingegangen wird, woher das Fluid oder die Teilchen stammen, die sich an dem betrachteten Ort befinden (ruhender Bezugspunkt).

Formulierung nach der Lagrangeschen Betrachtungsweise

Der Weg eines bestimmten Teilchens bzw. Volumenelements wird verfolgt (bewegter Beobachter).

Für die Verwendung der Eulerschen Beschreibungsweise spricht, daß nicht für jedes Teilchen bzw. Gasvolumenelement eine eigene Bilanzgleichung aufgestellt werden muß. Damit reduziert sich der Rechenaufwand. Außerdem läßt sich die turbulente Diffusion von Impuls, Stoff und Wärme exakter erfassen.

Die Vorzüge der Lagrangeschen Betrachtungsweise liegen in der einfacheren Formulierung der Partikelbewegung. Außerdem lassen sich partikelbezogene Größen wie Widerstandskraft, Wärmeaustausch und Abbrand des Einzelkorns viel einfacher berücksichtigen.

Diese Gegenüberstellung legt den Schluß nahe, für die Beschreibung des Gasströmungsfeldes die Eulersche- und für die Berechnung des Partikelweges die Lagrangesche Betrachtungsweise zu wählen.

4.2 Allgemeines zur Herleitung

Abb. 4-2 gibt einen Überblick über den Weg der Ableitung, von den allgemeinen Bilanzgleichungen der dreidimensionalen Strömung hin zu den verwendeten Gleichungen für die Berechnung der Strömung in der Tangentialfeuerung

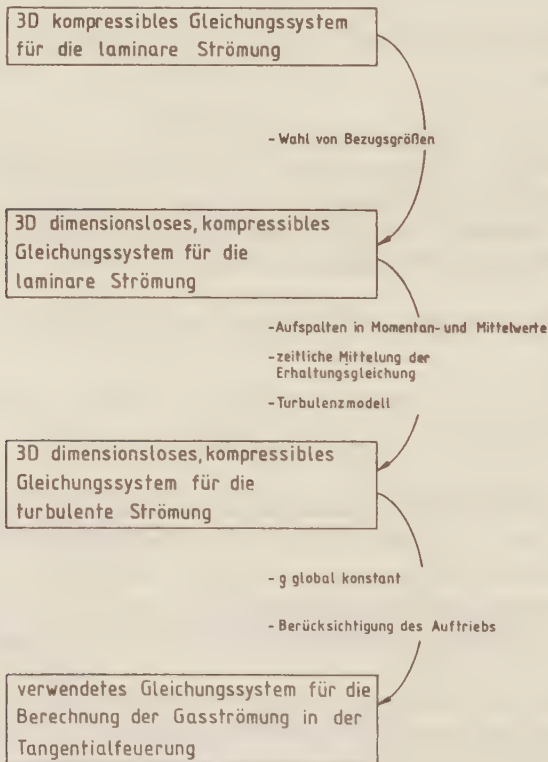


Abb. 4-2: Übersicht zur Herleitung des Gleichungssystems zur Berechnung der Gasströmung in der Tangentialfeuerung

Die Struktur der Erhaltungsgleichungen für Impuls, Wärme und Stoff geht aus Gl. (4-1) hervor.

$$Z + K = W + D_l + D_t + q \quad (4-1)$$

Die zeitliche Änderung Z der bilanzierten Größe ergibt sich aus der Änderung Konvektion K und durch Diffusion D , die sich aus einem laminaren und einem turbulenten Anteil zusammensetzt. Darüber hinaus tauchen noch größenabhängige Wirkungen W auf, wie z.B. Druck- und Volumenkräfte in der Impulserhaltungsgleichung, und, falls vorhanden, Quellen oder Senken q für die betrachtete Größe.

4.3 Gleichungssystem für die dreidimensionale kompressible Strömung

Die Erhaltungsgleichungen für den Impuls in den drei Koordinatenrichtungen werden allgemein als Navier Stokesche Gleichungen bezeichnet. Sie gelten für die laminare Strömung und können in kartesischen Koordinaten folgendermaßen geschrieben werden [88]

Impulserhaltung in x-Richtung

$$\begin{aligned} \rho \left(\frac{\partial u}{\partial t} + u \frac{\partial u}{\partial x} + v \frac{\partial u}{\partial y} + w \frac{\partial u}{\partial z} \right) = & V_x \left[-\frac{\partial p}{\partial x} + \frac{\partial}{\partial x} \left[\mu \left(2 \frac{\partial u}{\partial x} - \frac{2}{3} \operatorname{div} \vec{w} \right) \right] \right. \\ & \left. + \frac{\partial}{\partial y} \left[\mu \left(\frac{\partial u}{\partial y} + \frac{\partial v}{\partial x} \right) \right] + \frac{\partial}{\partial z} \left[\mu \left(\frac{\partial w}{\partial x} + \frac{\partial u}{\partial z} \right) \right] \right] \end{aligned} \quad (4-2)$$

Impulserhaltung in y-Richtung

$$\begin{aligned} \rho \left(\frac{\partial v}{\partial t} + u \frac{\partial v}{\partial x} + v \frac{\partial v}{\partial y} + w \frac{\partial v}{\partial z} \right) = & V_y \left[-\frac{\partial p}{\partial y} + \frac{\partial}{\partial y} \left[\mu \left(2 \frac{\partial v}{\partial y} - \frac{2}{3} \operatorname{div} \vec{w} \right) \right] \right. \\ & \left. + \frac{\partial}{\partial x} \left[\mu \left(\frac{\partial v}{\partial x} + \frac{\partial u}{\partial y} \right) \right] + \frac{\partial}{\partial z} \left[\mu \left(\frac{\partial w}{\partial y} + \frac{\partial v}{\partial z} \right) \right] \right] \end{aligned} \quad (4-3)$$

Impulserhaltung in z-Richtung

$$\begin{aligned} \rho \left(\frac{\partial w}{\partial t} + u \frac{\partial w}{\partial x} + v \frac{\partial w}{\partial y} + w \frac{\partial w}{\partial z} \right) = & V_z \frac{\partial p}{\partial z} + \frac{\partial}{\partial z} \left[\mu \left(2 \frac{\partial w}{\partial z} - \frac{2}{3} \operatorname{div} \vec{w} \right) \right] \\ & + \frac{\partial}{\partial x} \left[\mu \left(\frac{\partial w}{\partial x} + \frac{\partial u}{\partial z} \right) \right] + \frac{\partial}{\partial y} \left[\mu \left(\frac{\partial w}{\partial y} + \frac{\partial v}{\partial z} \right) \right] \end{aligned} \quad (4-4)$$

Hinzu treten noch die Gleichungen für die Erhaltung, der Gesamtmasse, der Energie und für strömende Stoffgemische für die Erhaltung der Stoffart.

Kontinuitätsgleichung

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} + \frac{\partial (\rho u)}{\partial x} + \frac{\partial (\rho v)}{\partial y} + \frac{\partial (\rho w)}{\partial z} = 0 \quad (4-5)$$

Energiegleichung

$$\begin{aligned} \rho c_v \left(\frac{\partial T}{\partial t} + u \frac{\partial T}{\partial x} + v \frac{\partial T}{\partial y} + w \frac{\partial T}{\partial z} \right) = & -p \operatorname{div} \vec{w} + \\ & + \lambda \left[\frac{\partial^2 T}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 T}{\partial y^2} + \frac{\partial^2 T}{\partial z^2} \right] + \mu \Phi + q_T \end{aligned} \quad (4-6)$$

mit der Dissipationsfunktion

$$\begin{aligned} \Phi = & 2 \left[\left(\frac{\partial u}{\partial x} \right)^2 + \left(\frac{\partial v}{\partial y} \right)^2 + \left(\frac{\partial w}{\partial z} \right)^2 \right] + \left(\frac{\partial v}{\partial x} + \frac{\partial u}{\partial y} \right)^2 + \left(\frac{\partial w}{\partial y} + \frac{\partial v}{\partial z} \right)^2 \\ & + \left(\frac{\partial u}{\partial z} + \frac{\partial w}{\partial x} \right)^2 - \frac{2}{3} \left(\frac{\partial u}{\partial x} + \frac{\partial v}{\partial y} + \frac{\partial w}{\partial z} \right)^2 \end{aligned} \quad (4-7)$$

Stofftransportgleichung

Die Erhaltung des Stoffes A kann wie folgt beschrieben werden:

$$\frac{\partial \rho_A}{\partial t} + u \frac{\partial \rho_A}{\partial x} + v \frac{\partial \rho_A}{\partial y} + w \frac{\partial \rho_A}{\partial z} = D \left(\frac{\partial^2 \rho_A}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 \rho_A}{\partial y^2} + \frac{\partial^2 \rho_A}{\partial z^2} \right) + q_s \quad (4-8)$$

In Gl. (4-8) wird unter ρ_A die Partialdichte des Stoffes A verstanden. Entsprechende Gleichungen können für weitere Stoffe aufgestellt werden [89].

4.4 Dimensionsloses Gleichungssystem

Die Bedeutung und der Nutzen dimensionsloser Kennzahlen ist allgemein bekannt und bedarf daher keiner näheren Erläuterung. Die Kennzahlen können auf zwei verschiedenen Wegen abgeleitet werden [54]

- a) Herleitung mit Hilfe der Dimensionsanalyse
- b) Herleitung aus den Differentialgleichungen.

Für den zweiten Fall ergeben sich die Kenngrößen dadurch, daß die Variablen in den Erhaltungsgleichungen mit geeigneten Bezugsgrößen [89, 90] dimensionslos gemacht werden. Die durch die Umformungen entstehenden Faktoren stellen die bekannten dimensionslosen Kennzahlen dar.

Als Bezugsgrößen für das dimensionslose Gleichungssystem wurde hier der Wert der Variablen in der "Einströmzelle" gewählt. Deren Bedeutung wird in Kapitel 6.6.2 näher erläutert.

So wird für die Bezugslänge l_* die Länge der Einströmzelle eingesetzt. Bezugsgeschwindigkeit ist die Austrittsgeschwindigkeit aus der Einströmzelle. Entsprechendes gilt für Druck, Dichte und Temperaturdifferenz.

Die dimensionslosen Größen lauten im einzelnen:

Koordinaten

$$X = \frac{x}{l_*} ; \quad Y = \frac{y}{l_*} ; \quad Z = \frac{z}{l_*} \quad (4-9)$$

Geschwindigkeit:

$$U = \frac{u}{u_*} ; \quad V = \frac{v}{u_*} ; \quad W = \frac{w}{u_*} \quad (4-10)$$

Zeit

$$\tau = \frac{t}{t_*} = \frac{t}{l_*/u_*} \quad (4-11)$$

Druck

$$p = \frac{p}{p_*} \quad (4-12)$$

Dichte

$$\rho = \frac{\rho}{\rho_*} \quad (4-13)$$

Die dimensionslose Partialdichte entspricht einer

Konzentration

$$C = \frac{\rho_A}{\rho_*} \quad (4-14)$$

Temperaturdifferenz

$$\theta = \frac{T - T_*}{\Delta T_*} \quad (4-15)$$

Geht man davon aus, daß als einzige Volumenkraft die Erdschwere auftritt, und diese in Richtung der z-Achse wirkt, was bei kartesischen Koordinaten keine Einschränkung der Allgemeinheit darstellt, dann sind in Gl. (4-2)

$$V_x = 0 \quad (4-16)$$

in Gl. (4-3)

$$V_y = 0 \quad (4-17)$$

und in Gl. (4-4)

$$V_z = g \cdot \rho \quad (4-18)$$

Nach diesen Umformungen erhält man das Gleichungssystem in dimensionsloser Schreibweise.

Impulserhaltungsgleichungen

X-Richtung

$$\begin{aligned} \frac{\partial U}{\partial \tau} + U \frac{\partial U}{\partial X} + V \frac{\partial U}{\partial Y} + W \frac{\partial U}{\partial Z} = -N \frac{1}{\tilde{\rho}} \frac{\partial P}{\partial X} + \frac{1}{\tilde{\rho}} \left\{ \frac{\partial}{\partial X} \left[\frac{1}{Re} \left(2 \frac{\partial U}{\partial X} - \frac{2}{3} \operatorname{div} \vec{w} \right) \right] \right. \\ \left. + \frac{\partial}{\partial Y} \left[\frac{1}{Re} \left(\frac{\partial U}{\partial Y} + \frac{\partial V}{\partial X} \right) \right] + \frac{\partial}{\partial Z} \left[\frac{1}{Re} \left(\frac{\partial U}{\partial Z} + \frac{\partial W}{\partial X} \right) \right] \right\} \end{aligned} \quad (4-19)$$

Y-Richtung

$$\begin{aligned} \frac{\partial V}{\partial \tau} + U \frac{\partial V}{\partial X} + V \frac{\partial V}{\partial Y} + W \frac{\partial V}{\partial Z} = -N \frac{1}{\tilde{\rho}} \frac{\partial P}{\partial Y} + \frac{1}{\tilde{\rho}} \left\{ \frac{\partial}{\partial Y} \left[\frac{1}{Re} \left(2 \frac{\partial V}{\partial Y} - \frac{2}{3} \operatorname{div} \vec{w} \right) \right] \right. \\ \left. + \frac{\partial}{\partial Z} \left[\frac{1}{Re} \left(\frac{\partial V}{\partial Z} + \frac{\partial W}{\partial Y} \right) \right] + \frac{\partial}{\partial X} \left[\frac{1}{Re} \left(\frac{\partial U}{\partial Y} + \frac{\partial V}{\partial X} \right) \right] \right\} \end{aligned} \quad (4-20)$$

Z-Richtung

$$\begin{aligned} \frac{\partial W}{\partial \tau} + U \frac{\partial W}{\partial X} + V \frac{\partial W}{\partial Y} + W \frac{\partial W}{\partial Z} = \frac{1}{Fr^2} - N \frac{1}{\tilde{\rho}} \frac{\partial P}{\partial Z} + \frac{1}{\tilde{\rho}} \left\{ \frac{\partial}{\partial Z} \left[\frac{1}{Re} \left(2 \frac{\partial W}{\partial Z} - \frac{2}{3} \operatorname{div} \vec{w} \right) \right] \right. \\ \left. + \frac{\partial}{\partial X} \left[\frac{1}{Re} \left(\frac{\partial W}{\partial X} + \frac{\partial U}{\partial Z} \right) \right] + \frac{\partial}{\partial Y} \left[\frac{1}{Re} \left(\frac{\partial V}{\partial Z} + \frac{\partial W}{\partial Y} \right) \right] \right\} \end{aligned} \quad (4-21)$$

Kontinuitätsgleichung

$$\frac{\partial \tilde{\rho}}{\partial \tau} + \frac{\partial (\tilde{\rho} U)}{\partial X} + \frac{\partial (\tilde{\rho} V)}{\partial Y} + \frac{\partial (\tilde{\rho} W)}{\partial Z} = 0 \quad (4-22)$$

Energiegleichung

$$\begin{aligned} \frac{\partial \theta}{\partial \tau} + U \frac{\partial \theta}{\partial X} + V \frac{\partial \theta}{\partial Y} + W \frac{\partial \theta}{\partial Z} = & - Ec \cdot N \cdot x^2 \frac{P}{\tilde{\rho}} \operatorname{div} \vec{W} + \\ & + \frac{1}{Re \cdot Pr} \frac{x}{\tilde{\rho}} \left(\frac{\partial^2 \theta}{\partial X^2} + \frac{\partial^2 \theta}{\partial Y^2} + \frac{\partial^2 \theta}{\partial Z^2} \right) \\ & + \frac{Ec}{Re} \frac{x}{\tilde{\rho}} \Phi + Q_T \end{aligned} \quad (4-23)$$

Stofftransportgleichung

$$\frac{\partial C}{\partial \tau} + U \frac{\partial C}{\partial X} + V \frac{\partial C}{\partial Y} + W \frac{\partial C}{\partial Z} = \frac{1}{Re \cdot Sc} \left(\frac{\partial^2 C}{\partial X^2} + \frac{\partial^2 C}{\partial Y^2} + \frac{\partial^2 C}{\partial Z^2} \right) + Q_S \quad (4-24)$$

Die in Gl. (4-19) bis (4-24) enthaltenen Kennzahlen sind die [90 bis 92]:

$$\text{Newton-Zahl} \quad N = \frac{p_*}{\rho_* u_*^2} \quad (4-25)$$

$$\text{Reynolds-Zahl} \quad Re = \frac{\rho_* u_* l_*}{\mu} \quad (4-26)$$

$$\text{Froude-Zahl} \quad Fr = \frac{u_*}{\sqrt{g \cdot l_*}} \quad (4-27)$$

$$\text{Eckert-Zahl} \quad Ec = \frac{u_*^2}{c_p \cdot \Delta T_*} \quad (4-28)$$

$$\text{Prandtl-Zahl} \quad Pr = \frac{\mu \cdot c_p}{\lambda} \quad (4-29)$$

$$\text{Schmidt-Zahl} \quad Sc = \frac{\nu}{D} \quad (4-30)$$

4.5 Gleichungssystem für die turbulente Strömung

Wie viele technische Strömungen ist auch die Strömung in der Tangentialfeuerung turbulent. In diesem Fall ist der Hauptbewegung eine unregelmäßige Schwankungsbewegung überlagert.

Prinzipiell kann auch die turbulente Strömung durch die Navier-Stokes-Gleichungen beschrieben werden. Voraussetzung ist ein instationäres, dreidimensionales, numerisches Berechnungsverfahren und ein genügend feines Gitternetz. Neben der räumlichen muß auch die zeitliche Auflösung sehr hoch sein. Die kleinsten Turbulenzballen sind typisch 10^{-3} mal kleiner als die Abmessungen des Strömungsgebietes. Es wären also mindestens 10^9 Gitterpunkte notwendig, um das Strömungsgebiet in allen drei Dimensionen zu überdecken [93]. Dies überfordert aber selbst moderne Großrechenanlagen. Man geht daher dazu über, die Momentanwerte der Strömungsgrößen in Schwankungs- und Mittelwerte aufzuspalten.

$$U = \bar{U} + U' \quad ; \quad V = \bar{V} + V' \quad ; \quad W = \bar{W} + W' \quad (4-31)$$

$$P = \bar{P} + P' \quad (4-32)$$

$$\tilde{\rho} = \bar{\rho} + \tilde{\rho}' \quad (4-33)$$

$$C = \bar{C} + C' \quad (4-34)$$

$$\theta = \bar{\theta} + \theta' \quad (4-35)$$

Nach Einführen der Beziehungen (4-31) bis (4-35) werden die Erhaltungsgleichungen über einen genügend langen Zeitraum gemittelt [88, 94]. Diese Vorgehensweise stellt für ingenieurmäßige Berechnungen keine Einschränkung dar, da der Ingenieur zwar an den Effekten der Turbulenz, nicht aber an der Schwankungsbewegung im einzelnen interessiert ist.

Der turbulente Spannungstensor wird üblicherweise nicht in der bisher vorgestellten Schreibweise der Erhaltungsgleichungen angeleitet. Die linken Seiten der Gl. (4-19) bis Gl. (4-21) und Gl. (4-23 bis Gl. (4-24) werden vielmehr unter Berücksichtigung der Kontinuitätsgleichung Gl. (4-22) umgeformt [87, 94].

Die Bedeutung dieser Schreibweise, im englischen Schrifttum "conservation form" genannt, wurde erstmals 1954 von Lax erkannt [95]. Statt Geschwindigkeit, Dichte und Temperatur treten als abhängige Variable Impuls, Dichte und Enthalpie auf, also die Größen, die eigentlich bilanziert werden. Diese Schreibweise hat nicht nur für die Herleitung des turbulenten Spannungstensors Bedeutung, sondern auch für die numerische Lösung des Differentialgleichungs-Systems mit Hilfe eines Differenzenverfahrens.

4.5.1 Zeitlich gemittelte Erhaltungsgleichungen

Durch die genannten Umformungen ergeben sich die zeitlich gemittelten Erhaltungsgleichungen. Die rechte Seite dieser Gleichungen wird nicht explizit aufgeführt, da sich dort formal keine Änderungen ergeben; anstelle der nicht gemittelten Variablen treten lediglich die Mittelwerte derselben Größen.

X Impulserhaltungsgleichung

$$\frac{\partial \bar{U}}{\partial \tau} + \frac{\partial (\bar{U}^2)}{\partial X} + \frac{\partial (\bar{U}\bar{V})}{\partial Y} + \frac{\partial (\bar{U}\bar{W})}{\partial Z} + \frac{\overline{\partial U'^2}}{\partial X} + \frac{\overline{\partial U'V'}}{\partial Y} + \frac{\overline{\partial U'W'}}{\partial Z} = \dots \quad (4-36)$$

Y Impulserhaltungsgleichung

$$\frac{\partial \bar{V}}{\partial \tau} + \frac{\partial (\bar{U}\bar{V})}{\partial X} + \frac{\partial (\bar{V}^2)}{\partial Y} + \frac{\partial (\bar{V}\bar{W})}{\partial Z} + \frac{\overline{\partial U'V'}}{\partial X} + \frac{\overline{\partial V'^2}}{\partial Y} + \frac{\overline{\partial V'W'}}{\partial Z} = \dots \quad (4-37)$$

Z Impulserhaltungsgleichung

$$\frac{\partial \bar{W}}{\partial \tau} + \frac{\partial (\bar{U}\bar{W})}{\partial X} + \frac{\partial (\bar{V}\bar{W})}{\partial Y} + \bar{W} \frac{\partial (\bar{W}^2)}{\partial Z} + \underbrace{\frac{\partial \bar{U}'\bar{W}'}{\partial X} + \frac{\partial \bar{V}'\bar{W}'}{\partial Y} + \frac{\partial \bar{W}'^2}{\partial Z}} = \dots \quad (4-38)$$

Kontinuitätsgleichung

$$\frac{\partial \bar{\rho}}{\partial \tau} + \frac{\partial \bar{\rho}\bar{U}}{\partial X} + \frac{\partial \bar{\rho}\bar{V}}{\partial Y} + \frac{\partial \bar{\rho}\bar{W}}{\partial Z} + \underbrace{\frac{\partial \bar{\rho}'\bar{U}'}{\partial X} + \frac{\partial \bar{\rho}'\bar{V}'}{\partial Y} + \frac{\partial \bar{\rho}'\bar{W}'}{\partial Z}} = 0 \quad (4-39)$$

Energiegleichung

$$\frac{\partial \bar{\theta}}{\partial \tau} + \frac{\partial (\bar{U}\bar{\theta})}{\partial X} + \frac{\partial (\bar{V}\bar{\theta})}{\partial Y} + \frac{\partial (\bar{W}\bar{\theta})}{\partial Z} + \underbrace{\frac{\partial \bar{U}'\bar{\theta}'}{\partial X} + \frac{\partial \bar{V}'\bar{\theta}'}{\partial Y} + \frac{\partial \bar{W}'\bar{\theta}'}{\partial Z}} = \dots \quad (4-40)$$

Stofftransportgleichung

$$\frac{\partial \bar{C}}{\partial \tau} + \frac{\partial (\bar{U}\bar{C})}{\partial X} + \frac{\partial (\bar{V}\bar{C})}{\partial Y} + \frac{\partial (\bar{W}\bar{C})}{\partial Z} + \underbrace{\frac{\partial \bar{U}'\bar{C}'}{\partial X} + \frac{\partial \bar{V}'\bar{C}'}{\partial Y} + \frac{\partial \bar{W}'\bar{C}'}{\partial Z}} = \dots \quad (4-41)$$

In der Regel wird der Transport von Masse durch die turbulenten Dichteschwankungen in der Kontinuitätsgleichung (4-39) vernachlässigt. Bei Szablewski [96] findet sich allerdings ein Hinweis auf die Berücksichtigung dieses Terms bei der Berechnung von Scherströmungen mit stark veränderlicher Dichte.

Die einzigen Änderungen, die sich in den Bilanzgleichungen durch die zeitliche Mittelung gegenüber den Gleichungen für die laminare Strömung damit ergeben haben, sind die in den Gl. (4-30) bis (4-41) unterstrichenen Terme. Diese werden allgemein "scheinbare Spannungen" der turbulenten Strömung oder speziell in den Impulsgleichungen auch "Reynoldssche Spannungen" genannt. Sie werden hervorgerufen durch die zeitlichen Mittelwerte der quadratischen Schwankungsgrößen. Die gesamten Spannungen setzen sich dann

additiv aus den gewöhnlichen Zähigkeitsspannungen und den Reynoldsschen Spannungen zusammen. Bei großen Reynolds-Zahlen überwiegen die Spannungen der turbulenten Scheinreibung und die laminaren Spannungen können mit guter Näherung vernachlässigt werden [88].

Das so entstandene Gleichungssystem ist allerdings nicht mehr geschlossen lösbar. Es müssen Ansätze für die neu hinzugekommenen, Reynoldsschen Spannungen gefunden werden.

4.5.2 Wirbelviskositätsprinzip

Der erste Schritt auf dem Wege der Turbulenzmodellierung stammt von Boussinesq. Er traf 1877 die Annahme, daß in Analogie zu den viskosen Spannungen bei laminarer Strömung die turbulenten Spannungen proportional dem Gradienten der mittleren Geschwindigkeit sind. In Tensornotation lautet dieses Prinzip für allgemeine dreidimensionale Strömungssituationen:

$$-\overline{u_i u_j} = \nu_t \left(\frac{\partial \overline{u}_i}{\partial x_j} + \frac{\partial \overline{u}_j}{\partial x_i} \right) - \frac{2}{3} K \delta_{ij} \quad (4-42)$$

Die Größe ν_t in Gl. (4-42) ist die turbulente Viskosität, auch Wirbelviskosität genannt. Im Gegensatz zur laminaren Viskosität stellt sie keine Stoffgröße dar. Sie hängt vielmehr vom Zustand der Turbulenz und der Strömung ab. In dimensionsloser Schreibweise lautet Gl. (4-42):

$$-\overline{u_i u_j} = \frac{1}{Re_t} \left(\frac{\partial \overline{u}_i}{\partial X_j} + \frac{\partial \overline{u}_j}{\partial X_i} \right) - \frac{2}{3} K \delta_{ij} \quad (4-43)$$

An die Stelle der Wirbelviskosität ν_t tritt dann die turbulente Reynoldszahl Re_t .

$$Re_t = \frac{u_* l_*}{\nu_t} \quad (4-44)$$

k in Gl. (4-42) ist die kinetische Energie der Turbulenzbewegung. Mit K in Gl. (4-43) wird die entsprechende dimensionslose Größe bezeichnet.

$$k = \frac{1}{2} (\overline{u'^2} + \overline{v'^2} + \overline{w'^2})$$

δ_{ij} ist das Kronecker-Delta.

Der zweite Term auf der rechten Seite von Gl. (4-42) wird notwendig, um einen Mangel bei der ursprünglichen Formulierung des Wirbelviskositätsprinzips zu beseitigen. Angewandt auf die Normalspannungen würde sich bei Summation nicht das doppelte der kinetischen Energie der Turbulenzbewegung Gl. (4-45) ergeben, was einen Widerspruch darstellt [93].

Andererseits kann der Ansatz Gl. (4-42) in dieser Form nur verwendet werden, wenn die kinetische Turbulenzenergie während des Berechnungsgangs überhaupt ermittelt wird [23].

Bei näherer Betrachtung sieht man aber, daß der besagte Term die Dimension eines Druckes hat. Solange nur Druckdifferenzen berechnet werden, ist es möglich, den statischen Druck p in den Impulsgleichungen durch den Druck $p + \frac{2}{3} K$ zu ersetzen [93].

Ähnlich wie das Wirbelviskositätsprinzip, kann auch ein Wirbeldiffusivitätsprinzip formuliert werden.

$$-\overline{u_i' \phi'} = r \frac{\partial \bar{\phi}}{\partial x_i} \quad (4-45)$$

ϕ steht allgemein für die Stoffkonzentration $\bar{c}$ bzw. für die Temperaturdifferenz θ .

Bei der Berechnung des Stoffaustausches im dimensionslosen Gleichungssystem gilt für die Wirbeldiffusivität

$$r_s = \frac{1}{Re_t \cdot Sc_t} \quad (4-47)$$

Bei der Bestimmung des Wärmeaustausches

$$\Gamma_T = \frac{1}{Re_t \cdot Pr_t} \quad (4-48)$$

mit der turbulenten Schmidt-Zahl

$$Sc_t = \frac{\nu_t}{D_t} \quad (4-49)$$

und der turbulenten Prandtl-Zahl

$$Pr_t = \frac{\mu_t c_p}{\lambda_t} \quad (4-50)$$

Mit Hilfe des Wirbelviskositäts- und des Wirbeldiffusivitätsprinzips kann das Gleichungssystem in der folgenden Form geschrieben werden.

X-Impulserhaltungsgleichung

$$\begin{aligned} \frac{\partial \bar{U}}{\partial \tau} + \frac{\partial (\bar{U}^2)}{\partial X} + \frac{\partial (\bar{U}\bar{V})}{\partial Y} + \frac{\partial (\bar{U}\bar{W})}{\partial Z} = & - N \frac{1}{\tilde{\rho}} \frac{\partial \bar{P}}{\partial X} + \frac{1}{\tilde{\rho}} \left[\frac{\partial}{\partial X} \left(\frac{2}{Re_t} \frac{\partial \bar{U}}{\partial X} \right) \right. \\ & + \frac{\partial}{\partial Y} \left(\frac{1}{Re_t} \left(\frac{\partial \bar{U}}{\partial Y} + \frac{\partial \bar{V}}{\partial X} \right) \right) \\ & \left. + \frac{\partial}{\partial Z} \left(\frac{1}{Re_t} \left(\frac{\partial \bar{U}}{\partial Z} + \frac{\partial \bar{W}}{\partial X} \right) \right) \right] \end{aligned} \quad (4-51)$$

Y-Impulserhaltungsgleichung

$$\begin{aligned} \frac{\partial \bar{V}}{\partial \tau} + \frac{\partial (\bar{U}\bar{V})}{\partial X} + \frac{\partial (\bar{V}^2)}{\partial Y} + \frac{\partial (\bar{V}\bar{W})}{\partial Z} = & - N \frac{1}{\tilde{\rho}} \frac{\partial \bar{P}}{\partial Y} + \frac{1}{\tilde{\rho}} \left\{ \frac{\partial}{\partial Y} \left(\frac{2}{Re_t} \frac{\partial \bar{V}}{\partial Y} \right) \right. \\ & + \frac{\partial}{\partial Z} \left[\frac{1}{Re_t} \left(\frac{\partial \bar{V}}{\partial Z} + \frac{\partial \bar{W}}{\partial Y} \right) \right] \\ & \left. + \frac{\partial}{\partial X} \left[\frac{1}{Re_t} \left(\frac{\partial \bar{U}}{\partial Y} + \frac{\partial \bar{V}}{\partial X} \right) \right] \right\} \end{aligned} \quad (4-52)$$

Z-Impulserhaltungsgleichung

$$\begin{aligned}
 \frac{\partial \bar{W}}{\partial \tau} + \frac{\partial (\bar{U}\bar{W})}{\partial X} + \frac{\partial (\bar{V}\bar{W})}{\partial Y} + \frac{\partial (\bar{W})^2}{\partial Z} &= \frac{1}{Fr^2} - N \frac{1}{\tilde{\rho}} \frac{\partial P}{\partial Z} + \frac{1}{\tilde{\rho}} \left\{ \frac{\partial}{\partial Z} \left[\frac{1}{Re_t} 2 \frac{\partial \bar{W}}{\partial Z} \right] \right. \\
 &+ \frac{\partial}{\partial X} \left[\frac{1}{Re_t} \left(\frac{\partial \bar{W}}{\partial X} + \frac{\partial \bar{U}}{\partial Z} \right) \right] \\
 &+ \left. \frac{\partial}{\partial Y} \left[\frac{1}{Re_t} \left(\frac{\partial \bar{W}}{\partial Z} + \frac{\partial \bar{V}}{\partial Y} \right) \right] \right\}
 \end{aligned} \quad (4-53)$$

Kontinuitätsgleichung

$$\frac{\partial \tilde{\rho}}{\partial \tau} + \frac{\partial (\tilde{\rho}\bar{U})}{\partial X} + \frac{\partial (\tilde{\rho}\bar{V})}{\partial Y} + \frac{\partial (\tilde{\rho}\bar{W})}{\partial Z} = 0 \quad (4-54)$$

Energiegleichung

$$\begin{aligned}
 \frac{\partial \bar{\theta}}{\partial \tau} + \frac{\partial (\bar{U}\bar{\theta})}{\partial X} + \frac{\partial (\bar{V}\bar{\theta})}{\partial Y} + \frac{\partial (\bar{W}\bar{\theta})}{\partial Z} &= - Ec \, N \, \pi^2 \frac{\bar{P}}{\tilde{\rho}} \operatorname{div} \vec{W} \\
 &+ \frac{\pi}{\tilde{\rho}} \left\{ \frac{\partial}{\partial X} \left(\frac{1}{Re_t Pr_t} \frac{\partial \bar{\theta}}{\partial X} \right) \right. \\
 &+ \frac{\partial}{\partial Y} \left(\frac{1}{Re_t Pr_t} \frac{\partial \bar{\theta}}{\partial Y} \right) \\
 &+ \left. \frac{\partial}{\partial Z} \left(\frac{1}{Re_t Pr_t} \frac{\partial \bar{\theta}}{\partial Z} \right) \right\} + \frac{Ec}{Re} \frac{\pi}{\tilde{\rho}} \Phi + Q_T
 \end{aligned} \quad (4-55)$$

Stofftransportgleichung

$$\begin{aligned}
 \frac{\partial \bar{C}}{\partial \tau} + \frac{\partial (\bar{U}\bar{C})}{\partial X} + \frac{\partial (\bar{V}\bar{C})}{\partial Y} + \frac{\partial (\bar{W}\bar{C})}{\partial Z} &= \frac{\partial}{\partial X} \left(\frac{1}{Re \cdot Sc} \frac{\partial \bar{C}}{\partial X} \right) \\
 &+ \frac{\partial}{\partial Y} \left(\frac{1}{Re \cdot Sc} \frac{\partial \bar{C}}{\partial Y} \right) + \frac{\partial}{\partial Z} \left(\frac{1}{Re \cdot Sc} \frac{\partial \bar{C}}{\partial Z} \right) + Q_S
 \end{aligned} \quad (4-56)$$

4.5.3 Turbulenzmodelle

Die turbulente Reynolds-Zahl, Schmidt-Zahl und Prandtl-Zahl sind keine Stoffgrößen wie bei der laminaren Strömung, sondern hängen vom Zustand der Turbulenz ab. Die Aufgabe der Turbulenzmodellierung besteht nun darin, deren Größe und Verteilung im Strömungsgebiet zu bestimmen, bzw. wenn das Wirbelviskositätsprinzip nicht angewandt wird, die Reynoldsspannungen selbst zu modellieren. Eine Übersicht über gebräuchliche Turbulenzmodelle gibt Tabelle (4-1) [23, 93, 97, 98].

**Turbulenzmodelle basierend auf dem
Wirbelviskositätsprinzip**

Keine Transportgleichung für Turbulenzgrößen

- konstante Wirbelviskosität
- Mischungsweghypothese

Eine Transportgleichung für Turbulenzgrößen

- Prandtl-Kolmogoroff Modell

Zwei Transportgleichungen für Turbulenzgrößen

- k- ω Turbulenzmodell
- k- ϵ Turbulenzmodell

**Turbulenzmodelle, die nicht auf dem
Wirbelviskositätsprinzip basieren**

**Lösung von Transportgleichungen für die
einzelnen Reynoldsspannungen**

Tab. 4-1: Übersicht über Turbulenzmodelle

Die Auswahl eines geeigneten Turbulenzmodells sollte unter den folgenden Gesichtspunkten erfolgen:

- gute Wiedergabe der gewünschten Strömungsprobleme,
- wenige empirische Konstanten,

- Gültigkeit der gleichen empirischen Konstanten für möglichst viele Strömungsprobleme,
- wenig Speicherplatz und Rechenzeitverbrauch.

Die Bedingungen sind zum Teil unvereinbar, so daß auf jeden Fall ein Kompromiß geschlossen werden muß.

Eine Gegenüberstellung der verschiedenen Modelle ergibt das folgende Bild.

Zur Berücksichtigung der Turbulenz in der Tangentialfeuerung erscheinen die Mischungsweghypothese (MWH) und das Prandtl-Kolmogoroff-Modell von vornherein ungeeignet. Das Hauptanwendungsgebiet der Mischungsweghypothese sind einfache Scherströmungen. Die MWH ist nicht für komplexe Strömungen geeignet.

Das Prandtl-Kolmogoroff-Modell ermöglicht gegenüber Rechnungen mit der Mischungsweghypothese oder mit konstanter Wirbelviskosität die Berücksichtigung des Turbulenztransports. Allerdings benötigt es genauso die Bestimmung einer problemabhängigen Größe, vergleichbar der Mischungsweglänge.

Der größte Vorteil der Rechnung mit der konstanten Wirbelviskosität liegt im geringen Bedarf an Rechenzeit und Speicherplatz. Von Nachteil ist, daß die empirische Konstante Re_t (im dimensionslosen Gleichungssystem), bzw. ν_t (im dimensionsbehafteten Gleichungssystem) für jedes Strömungsproblem neu bestimmt werden muß.

Die Zwei-Gleichungsmodelle $k-w$ und $k-\epsilon$ unterscheiden sich kaum voneinander. Da das $k-\epsilon$ Turbulenzmodell [93, 94] am weitestens verbreitet ist, soll darauf näher eingegangen werden. Es stellt das wohl am besten getestete Mehrgleichungsmodell dar. Die fünf notwendigen Konstanten können unverändert für die Berechnung vieler Strömungsprobleme übernommen werden. In bestimmten Fällen ist allerdings auch hier eine Anpassung erforderlich. So z.B., um den

Einfluß von Partikeln oder der Verbrennung auf die Turbulenz zu berücksichtigen. Ein spezieller Ansatz wird auch für auftriebsbehaftete Strömungen, und ein anderer für runde Freistrahlen benötigt.

Dies muß insbesondere als Nachteil empfunden werden, da sich die zu untersuchende Strömung in der Tangentialfeuerung aus solchen Strahlen bildet.

Außerdem sind für instationäre Strömungen mehr oder weniger willkürlich Annahmen für die Anfangsverteilung von k und ϵ zu treffen, wodurch die Aussagefähigkeit über transiente Vorgänge eingeschränkt wird. Der Hauptvorteil konstanter, empirischer Faktoren kommt damit bei der betrachteten Kohlenstaubfeuerung nicht voll zum Tragen.

Bei Drehströmungen kann nicht unbedingt von isotroper Turbulenz ausgegangen werden. Jacobs [10] konnte aber durch Hitzdrahtmessungen in einem Zyklon zeigen, daß hier im Hauptteil des Kammervolumens die Anisotropie vernachlässigbar ist. Bei der Tangentialfeuerung dürften die Verhältnisse noch günstiger liegen, da der Drallgrad dort noch geringere Werte annimmt. Soll die Anisotropie berücksichtigt werden, dann kommt man nicht umhin, sich vom Wirbelviskositätsprinzip zu trennen und Erhaltungsgleichungen für die einzelnen Reynoldsspannungen zu lösen. Der dafür erforderliche, hohe Rechenaufwand läßt dies zur Zeit höchstens für reine Strömungsberechnungen zu.

In der momentanen Situation erscheint es am sinnvollsten, sich bei der Berechnung der Strömung in der Tangentialfeuerung für die konstante Wirbelviskosität zu entscheiden. Ein Grund dafür ist der geringe Rechenaufwand. Es muß abgewogen werden, ob man bei gleichem Speicherplatz durch ein kompliziertes Turbulenzmodell, durch z.B. zusätzliche Stofferhaltungsgleichungen oder durch ein feineres Gitter mehr Informationen über das Verhalten der Feuerung erhält. Der andere Grund liegt in der numerischen Diffusion

(siehe auch Kapitel 6.1) begründet. Bei dreidimensionalen Strömungen ist man nicht in der Lage, das Rechnernetz so fein zu wählen wie bei zweidimensionalen Strömungen. Die Rechnungen mit grobem Netz sind häufig nicht mehr gitterunabhängig. Die numerische Diffusion tritt zur turbulenten Diffusion hinzu und macht eine individuelle Anpassung der Konstanten des Turbulenzmodells erforderlich. Bei konstanter Wirbelviskosität ist dann von Vorteil, daß nur eine Konstante angepaßt werden muß. Die Ursache dafür, numerische Diffusion oder das einfache Turbulenzmodell, spielt dann keine Rolle mehr.

4.6 Kompressibilität - Auftrieb

Die Gasströmung in der Brennkammer kann näherungsweise als inkompressibel angesehen werden, solange

$$Ma < 0,3$$

ist [88].

Die Mach-Zahl für die kalte Strömung in der Brennkammer (300 K) liegt bei 0,15, für die heiße Strömung (1500 K) wird sie durch die dann höhere Schallgeschwindigkeit des Fluids noch niedriger und beträgt $Ma = 0,06$.

Die Verhältnisse ändern sich, wenn die chemische Reaktion dazu kommt. Im realen Dampferzeuger treten Brennstoff und Luft mit niedriger Temperatur in die Brennkammer ein und heizen sich dort, durch Vermischung mit dem Rauchgas und durch die Reaktionswärme, auf. Damit ist eine Vergrößerung des Gasvolumens um den Faktor zwei bis drei verbunden.

Allerdings findet der Großteil dieser Volumenerweiterung im brennernenahen Bereich statt (vergl. Kapitel 7.2.3).

Wird bei dem vorgeschlagenen Hybridmodell dieser Bereich ausgeklammert, dann kann global mit konstanter Dichte gerechnet werden.

Gegenüber der rein isothermen Berechnung der Strömung in der

Feuerung sollen aber die noch verbleibenden, lokalen Dichteänderungen und die daraus resultierenden Auftriebskräfte erfaßt werden. Die Verbrennung wird damit nicht direkt berücksichtigt, wohl aber die daraus resultierenden Effekte für das Strömungsfeld [93, 101].

Dimensionslose Kennzahlen, die für Strömungen mit Auftrieb eine Rolle spielen, sind Archimedes- und Graßhoff-Zahl, bzw. damit verknüpft die Froude-Zahl.

Wird der Auftrieb durch Dichteunterschiede hervorgerufen, dann lautet der entsprechende Term in der Z-Impulserhaltungsgleichung:

$$\begin{aligned} F_A = Ar &= \frac{g \cdot l_{\star}}{u_{\star}^2} \frac{\Delta \rho}{\rho} \\ &= \frac{1}{Fr^2} \frac{\Delta \rho}{\rho} \end{aligned} \quad (4-57)$$

Falls Temperaturgradienten für die Dichteänderung verantwortlich sind, kann der Auftrieb mit der Beziehung

$$\begin{aligned} F_A = Gr &= \frac{g \cdot l_{\star}}{u_{\star}^2} \beta \Delta T \\ &= \frac{1}{Fr^2} \beta \Delta T \end{aligned} \quad (4-58)$$

berechnet werden.

Da die Dichteunterschiede abhängig vom Ort variieren, ist es sinnvoll, statt mit Archimedes- und Graßhoff-Zahl, mit der Froude-Zahl und der aktuellen Dichtedifferenz zu arbeiten.

4.7 Gleichungssystem für die Strömungsberechnung in der Tangentialfeuerung

Führt man eine konstante, effektive Viskosität v_{eff} und

entsprechend einen effektiven Diffusionskoeffizienten D_{eff} und eine effektive Wärmeleitfähigkeit ein, dann ergeben sich daraus die Kennzahlen:

$$Re_t = Re_{\text{eff}} = \text{const} \quad (4-59)$$

$$Pr_t = Pr_{\text{eff}} = \text{const} \quad (4-60)$$

$$Sc_t = Sc_{\text{eff}} = \text{const} \quad (4-61)$$

Zusammen mit der Annahme global konstanter Dichte, sowie dem Auftriebsterm in der beschriebenen Form, erhält man das für die Berechnung der Gasströmung in der Tangentialfeuerung verwendete Gleichungssystem.

Die Querstriche als Kennzeichen der mittleren Größen werden in allen nachfolgenden Gleichungen weggelassen.

X-Impulserhaltungsgleichung

$$\begin{aligned} \frac{\partial U}{\partial \tau} + \frac{\partial(U^2)}{\partial X} + \frac{\partial(UV)}{\partial Y} + \frac{\partial(UW)}{\partial Z} = - \frac{\partial P}{\partial X} \\ + \frac{1}{Re_{\text{eff}}} \left(\frac{\partial^2 U}{\partial X^2} + \frac{\partial^2 U}{\partial Y^2} + \frac{\partial^2 U}{\partial Z^2} \right) \end{aligned} \quad (4-62)$$

Y-Impulserhaltungsgleichung

$$\begin{aligned} \frac{\partial V}{\partial \tau} + \frac{\partial(UV)}{\partial X} + \frac{\partial(V^2)}{\partial Y} + \frac{\partial(VW)}{\partial Z} = - \frac{\partial P}{\partial Y} \\ + \frac{1}{Re_{\text{eff}}} \left(\frac{\partial^2 V}{\partial X^2} + \frac{\partial^2 V}{\partial Y^2} + \frac{\partial^2 V}{\partial Z^2} \right) \end{aligned} \quad (4-63)$$

Z-Impulserhaltungsgleichung

$$\begin{aligned} \frac{\partial W}{\partial \tau} + \frac{\partial(UW)}{\partial X} + \frac{\partial(VW)}{\partial Y} + \frac{\partial(W^2)}{\partial Z} = \frac{1}{Fr^2} \frac{P_{\text{örtl}} - P}{\rho} - \frac{\partial P}{\partial Z} \\ + \frac{1}{Re_{\text{eff}}} \left(\frac{\partial^2 W}{\partial X^2} + \frac{\partial^2 W}{\partial Y^2} + \frac{\partial^2 W}{\partial Z^2} \right) \end{aligned} \quad (4-64)$$

Kontinuitätsgleichung

$$\frac{\partial U}{\partial X} + \frac{\partial V}{\partial Y} + \frac{\partial W}{\partial Z} = 0 \quad (4-65)$$

Energiegleichung

$$\frac{\partial \theta}{\partial \tau} + \frac{\partial (U\theta)}{\partial X} + \frac{\partial (V\theta)}{\partial Y} + \frac{\partial (W\theta)}{\partial Z} = \frac{1}{Re_{eff} Pr_{eff}} \left(\frac{\partial^2 \theta}{\partial X^2} + \frac{\partial^2 \theta}{\partial Y^2} + \frac{\partial^2 \theta}{\partial Z^2} \right) + Q_T \quad (4-66)$$

Stofftransportgleichung

$$\frac{\partial C}{\partial \tau} + \frac{\partial (UC)}{\partial X} + \frac{\partial (VC)}{\partial Y} + \frac{\partial (WC)}{\partial Z} = \frac{1}{Re_{eff} Sc_{eff}} \left(\frac{\partial^2 C}{\partial X^2} + \frac{\partial^2 C}{\partial Y^2} + \frac{\partial^2 C}{\partial Z^2} \right) + Q_S \quad (4-67)$$

5. Übersicht über numerische Lösungsverfahren5.1 Mathematische Klassifizierung

Nach mathematischer Klassifizierung [102] bilden die Gleichungen (4-62) bis (4-67) ein System

- nicht linearer
- partieller Differentialgleichungen
- zweiter Ordnung
- zweiten Grades.

Ein weiteres Unterscheidungsmerkmal von partiellen Differentialgleichungen zweiter Ordnung stellen die Eigenwerte der Koeffizientenmatrix, also die Nullstellen der charakteristischen Gleichung, dar.

Wird die Anzahl der unabhängigen Variablen mit m bezeichnet, dann ist die Differentialgleichung

- parabolisch, wenn genau ein Eigenwert gleich Null ist, und die restlichen gleiches Vorzeichen haben,
- elliptisch, wenn alle Eigenwerte von Null verschieden sind und gleiches Vorzeichen haben, und
- hyperbolisch, wenn alle Eigenwerte von Null verschieden sind und genau $m - 1$ gleiches Vorzeichen haben.

Nach dieser Definition sind die Differentialgleichungen, die die instationäre Strömung beschreiben, vom parabolischen Typ, da genau ein Eigenwert, nämlich der von t , gleich Null ist.

Bevor auf diese Unterteilung weiter eingegangen wird, ist eine Bemerkung wichtig. Bei den meisten Strömungsproblemen wird die stationäre Lösung gesucht und in diesem Zusammenhang von elliptischen und parabolischen Strömungen gesprochen. Stationäre, parabolische Strömungen sind dann solche ohne Rückströmung, während die stationären, elliptischen Differentialgleichungen die Strömung mit Rezirkulation beschreiben. Die hyperbolischen Gleichungen sind hier nicht von Interesse, da sie die Überschallströmung behandeln.

Neben diesen mathematischen sind noch numerische Aspekte zu berücksichtigen. Zurückgehend auf die allgemeine Definition ermöglichen die parabolischen Gleichungen eine schichtenweise Lösung, während die elliptischen Gleichungen über das gesamte Feld gelöst werden müssen.

Die zweidimensionale, stationäre, parabolische Strömung kann schichtenweise in einer Raumrichtung gelöst werden. Entsprechend braucht der Speicherplatz für die Variable nur für eine Koordinatenrichtung bereitgestellt zu werden.

Anders bei der zweidimensionalen, elliptischen Strömung.

Hier muß gleichzeitig das gesamte zweidimensionale Feld für alle Variablen abgespeichert werden, und die Gleichungen müssen simultan für jeden Gitterpunkt gelöst werden.

Die dreidimensionale, instationäre Strömung mit Rückströmgebieten benötigt dreidimensionale Felder für die Variablen, kann aber zeitlich "schichtenweise" gelöst werden. Es brauchen also keine vierdimensionalen Felder abgespeichert zu werden.

Man erkennt daraus, daß vom numerischen Standpunkt parabolische Differentialgleichungen eine schichtenweise Lösung zulassen, während elliptische Gleichungen über den Raum bzw. die Ebene gleichzeitig zu lösen sind.

5.2 Gebräuchliche Lösungsverfahren

Abb. 5-1 gibt einen Überblick über die zur Lösung der Strömungsdifferentialgleichungen infrage kommenden mathematischen Methoden.

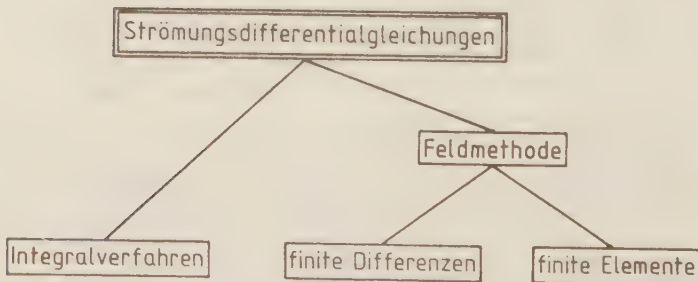


Abb. 5-1: Lösungsverfahren für die Strömungsdifferentialgleichungen

Integralverfahren, für die bei einfachen Strömungen auch analytische Lösungsmöglichkeiten existieren, eignen sich nur zur Berechnung ein- und zweidimensionaler parabolischer, stationärer Strömungsprobleme.

Für die parabolisch instationäre Strömung kommen finite Differenzen- und finite Elemente-Methoden in Betracht. Finite Elemente-Methoden [103, 104, 105] befinden sich aber für komplexe Strömungsprobleme erst in der Entwicklung. Vorteile dürften sich für krummlinig begrenzte Strömungsräume ergeben [45].

Der höhere Erkenntnisstand, auch bei der Berechnung verwickelter Strömungen, spricht für die Verwendung eines finite Differenzenverfahrens.

Diese können noch nach Diskretisierungsmethode und Lösungsalgorithmus des Differenzengleichungssystems unterschieden werden. Umfangreichere Ausführungen hierzu finden sich aus numerischer Sicht bei Roache [95], und aus der Sicht der Brennkammerströmungsberechnung bei Hoitz [15]. Daher soll hier nur kurz darauf eingegangen werden.

Als Diskretisierungsmethode sind

- Taylorreihenentwicklung,
- Polynome zur Interpolation zwischen den Gitterpunkten,
- Integration über Mikrokontrollvolumen und
- Bilanzierung über endliche Kontrollvolumina

denkbar. Ein Vergleich von Roache [95] zeigt, daß alle vier Verfahren zu ähnlichen Differenzenausdrücken führen können. Trotzdem bleibt ein gewisser Spielraum für die einzelnen Methoden übrig.

Bei der Lösung der Differenzengleichungen wird zwischen expliziten und impliziten Verfahren unterschieden. Explizite Lösungsverfahren sind dadurch gekennzeichnet, daß die

Differenzengleichungen nach einer Unbekannten aufgelöst werden können. Dies ist bei impliziten Verfahren nicht möglich. Hier kommt demzufolge nur eine iterative Lösung infrage.

6. Beschreibung des Differenzverfahrens

6.1 Überführung des Differentialgleichungssystems in ein Differenzengleichungssystem

Die physikalisch anschaulichste Methode zur Überführung der Differentialgleichungen in Differenzengleichungen ist die der Bilanzierung der Variablen über endliche Kontrollvolumina [23]. Abb. 6-1 zeigt dies am Beispiel der Impulsbilanz

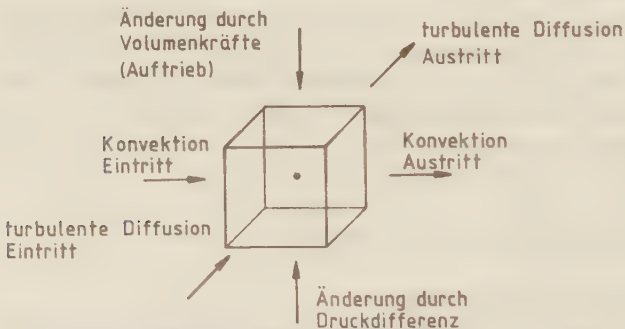


Abb. 6-1: Symbolische Darstellung der Impulsbilanz an einem endlichen Kontrollvolumen

Die Zellstruktur und die Anordnung der Variablen in einer Zelle wurden von der Marker and Cell Methode übernommen [16]. Harlow und Welch schlagen bei ihrem sogenannten "staggered grid" vor, die Geschwindigkeiten auf den Zellwänden und die übrigen Größen in der Zellmitte auszutragen.

Patankar [106] schildert die Vorzüge dieser Anordnung recht anschaulich. Ein Vorteil des staggered grid soll am Beispiel der Berechnung des Druckverlustes in einem Rohr (Abb. 6-2)

erläutert werden.

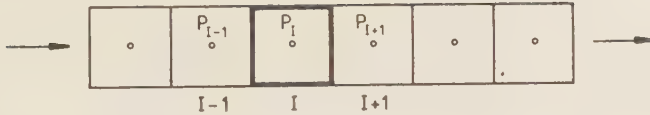


Abb. 6-2: Zellteilung in einem durchströmten Rohr.

Um den Druckverlust in der Schicht I in einem normalen Differenzennetz berechnen zu können, sind Mittelwerte des Druckes an den Zellwänden mit Werten der Schicht I-1 und der Schicht I+1 zu bilden.

$$\begin{aligned}\Delta P_I &= \frac{P_{I-1} + P_I}{2} - \frac{P_{I+1} + P_I}{2} \\ &= \frac{P_{I-1} - P_{I+1}}{2}\end{aligned}\tag{6-1}$$

Man erkennt, daß der Druckverlust so nicht über eine, sondern über zwei Schichtdicken ermittelt wird. Übertragen auf den Term $\frac{\partial P}{\partial X}$ in der Impulserhaltungsgleichung heißt das aber, daß das Druckfeld mit einem halb so feinen Netz, wie tatsächlich vorhanden, berechnet wird.

Ein noch schwerwiegenderer Mangel bei zwei- und dreidimensionalen Problemen liegt in der Gefahr der Entstehung eines schachbrettartigen Druckfeldes. Dies würde zwar in den Differenzengleichungen die Bedingungen für ein gleichmäßiges Druckfeld erfüllen, ist in Wirklichkeit jedoch völlig unsinnig.

Ähnliche Probleme treten auch bei der Formulierung der Kontinuitätsgleichung auf, wenn alle Variablen im Zellmittelpunkt definiert sind. Die Massenerhaltung in jeder Zelle würde mit Geschwindigkeitsdifferenzen überprüft, die einem wesentlich

groberen Rechnernetz entstammen, als es in Wirklichkeit vorhanden ist.

Einen Ausweg aus dieser Problematik stellt die Wahl des "staggered grid" dar, welches, wie jetzt sofort einleuchtet, die genannten Nachteile nicht aufweist.

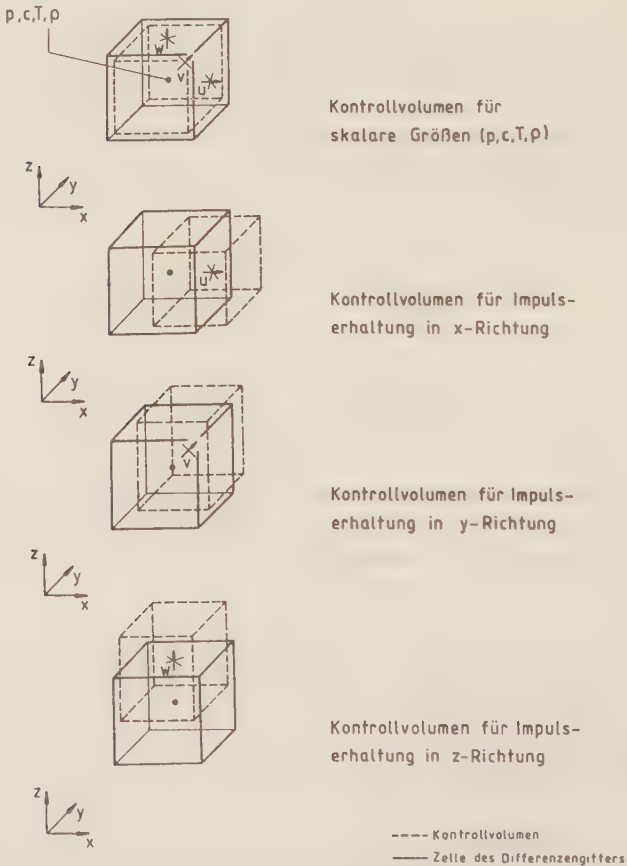


Abb. 6-3: Anordnung der Variablen und der Kontrollvolumen im "staggered grid"

Eine Mittelung der kritischen Größen entfällt, da sie direkt an dem Ort definiert sind, wo sie benötigt werden.

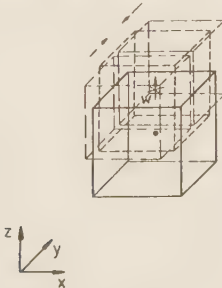
Als Nachteil ist dafür ein größerer Aufwand bei der Interpolation der Geschwindigkeitskomponenten in Kauf zu nehmen. Aber die Vorteile des "staggered grid" überwiegen seine Nachteile bei weitem, weshalb es inzwischen auch von anderen Autoren übernommen wurde.

Die MAC Zelle galt ursprünglich nur für ebene Probleme. Abb. 6-3 zeigt die Idee des "staggered grid", übertragen auf den dreidimensionalen Raum. Zu beachten ist, daß sich entsprechend der Anordnung der Variablen in der Zelle auch das Kontrollvolumen verschiebt.

Bei der Differenzenbildung wird unterschieden zwischen

- Zentraldifferenzen (central differences)
- Vorwärtsdifferenzen (forward differences)
- Rückwärtsdifferenzen (backward differences) und
- Stromaufdifferenzen (upwind differences)

Wenn in diesem Zusammenhang von Stromaufdifferenzen gesprochen wird, dann sind sogenannte "second upwind" Differenzen gemeint, die um eine halbe Zellbreite stromauf verschoben sind. Auch hier ist zu beachten, daß das Kontrollvolumen entsprechend mit versetzt werden muß (Abb. 6-4).



Beispiel für Kontrollvolumen der Impulserhaltungsgleichungen in z-Richtung mit second upwind Differenzen in y-Richtung

Abb. 6-4: Kontrollvolumen für Stromaufdifferenz

Die Formulierung der genannten Differenzen ist ausführlich in den Arbeiten von Roache [95] und Hoitz [15] beschrieben. Es soll daher nur soweit darauf eingegangen werden, wie es

zum Verständnis des vorgestellten, mathematischen Modells erforderlich ist.

Die zweiten Ableitungen der bilanzierten Größen, wie sie in den Diffusionstermen der Erhaltungsgleichungen auftauchen, werden mit Zentraldifferenzen gebildet, die zeitlichen Ableitungen der Strömungsgrößen mit Vorwärtsdifferenzen.

Näherer Erläuterung bedarf die Bildung der Differenzenausdrücke für die Konvektionsterme. Die Verwendung gemischter Zentral-, Stromauffdifferenzen stellt eine weitere Eigenart des gewählten Verfahrens dar. Dadurch sollen die Vorteile der jeweiligen Differenzenart genutzt, die Nachteile aber möglichst klein gehalten werden.

Stromauffdifferenzen verursachen neben der physikalischen eine sogenannte "numerische Diffusion". Sie liefern dafür aber stabilere Rechnungen als Zentraldifferenzen, die in bestimmten Fällen auch nicht zu exakten Lösungen führen [106]. Bei großen Peclet-Zahlen, also hoher Geschwindigkeit und niedriger effektiver Viskosität, kann die Scheindiffusion sogar erwünscht sein, weil für diesen Fall der dann auftauchende, prinzipielle Fehler der Zentraldifferenzen unterdrückt wird.

Für die gemischt gebildeten Differenzen lautet die Konsequenz: so viel Aufwindddifferenz wie notwendig, aber so wenig wie möglich.

Mit α kann ein Faktor definiert werden, der den Anteil der jeweiligen Differenzenart angibt.

$$\begin{aligned}\alpha &= 1 && \text{reine Stromauffdifferenzen} \\ \alpha &= 0 && \text{reine Zentraldifferenzen}\end{aligned}\tag{6-2}$$

Die gesamte effektive Viskosität, die sich einstellt, setzt sich dann aus einer physikalischen und einer numerischen Viskosität zusammen. Gl. (6-3) zeigt diesen Sachverhalt

für die Impulserhaltungsgleichung in X-Richtung.

$$\nu_{\text{eff gesamt}} = \nu_{\text{eff}} + \alpha |U| \frac{\Delta X}{2} \quad (6-3)$$

Man erkennt, daß der Anteil der Scheindiffusion bei gemischter Differenzenbildung und bei kleinem α wesentlich geringer sein kann, als bei reinen Aufwindendifferenzen.

Außerdem verdeutlicht Gl. (6-3), daß die numerische Diffusion umso größer wird, je größer das Gitter (ΔX , ΔY , ΔZ) ist.

Bei dreidimensionalen Problemen ist es in der Regel unmöglich, das Rechnetz so fein zu wählen, daß dieser Effekt klar ausgeschlossen werden kann. Es wird also mit einer effektiven Viskosität gerechnet, die sich aus einem turbulenten und einem numerischen Anteil zusammensetzt. Daher ist bei Rechnungen mit grobem Gitter die Wahl der geeigneten, effektiven Viskosität nicht nur eine Frage der Turbulenzmodellierung, sondern auch ein Problem der numerischen Modellkalibrierung [93].

Als Faustformel für die Bestimmung der Größenordnung von α kann Gl. (6-4) dienen [44].

$$1 \geq \alpha > 1,2 \text{ bis } 1,5 \max \left\{ \begin{array}{l} \frac{U \Delta \tau}{\Delta X} \\ \frac{V \Delta \tau}{\Delta Y} \\ \frac{W \Delta \tau}{\Delta Z} \end{array} \right. \quad (6-4)$$

$\Delta \tau$ ist der dimensionslose Zeitschritt. Die Bedeutung der übrigen Variablen kann Abb. 6-4 entnommen werden.

6.2 Beschreibung der Differenzenausdrücke

Das Rechnetz im dreidimensionalen Raum mit den zugehörigen Bezeichnungen zeigt Abb. 6-5.

ΔX , ΔY und ΔZ sind Zellbreite, -länge und -höhe. Mit Hilfe

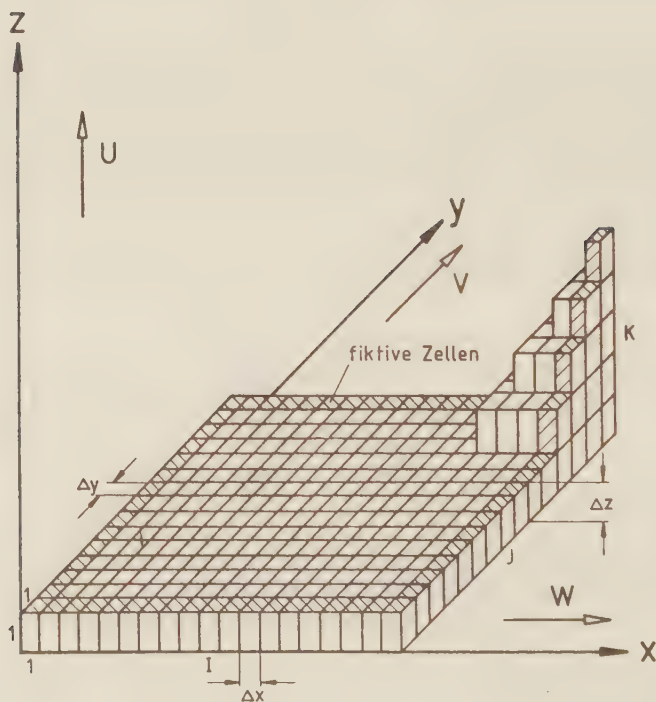


Abb. 6-5: Rechnetz mit den verwendeten Bezeichnungen

von I, J und K kann jede beliebige Zelle angesprochen werden. U, V und W stellen die Geschwindigkeitskomponenten in den einzelnen Koordinatenrichtungen dar. Die Bedeutung der fiktiven Zellen wird in Kapitel 6.5 bei der Behandlung der Randbedingungen näher erläutert.

Die Approximation aller in den Erhaltungsgleichungen auftauchenden Einzeldifferentiale durch Differenzenformeln ist unter Berücksichtigung der obengenannten Punkte im Anhang wiedergegeben. Dabei konnte durch geschicktes Anwenden der Rechenregeln für Absolutwerte bei den Stromaufdifferenzen auf umfangreiche IF-Abfragen im Computerprogramm verzichtet werden. Eine ausführliche Erläuterung dazu findet sich bei Hoitz [15].

6.3 Lösungsschema

Die Impulserhaltungsgleichungen in Differenzenform werden nach der örtlichen Geschwindigkeit aufgelöst. Dies ist möglich, da alle zur Berechnung der betreffenden Geschwindigkeitskomponente notwendigen, übrigen Geschwindigkeiten vom letzten Zeitschritt stammen. Wenn auf diesem Weg das ganze Geschwindigkeitsfeld explizit bestimmt ist, wird in jeder Zelle geprüft, ob die Kontinuitätsgleichung (6-5) eingehalten wird. Sie lautet in Differenzenform:

$$\frac{1}{\Delta X} (U_{I,J,K}^{n+1} - U_{I-1,J,K}^{n+1}) + \frac{1}{\Delta Y} (V_{I,J,K}^{n+1} - V_{I,J-1,K}^{n+1}) + \frac{1}{\Delta Z} (W_{I,J,K}^{n+1} - W_{I,J,K-1}^{n+1}) = D \quad (6-5)$$

Der Exponent n+1 deutet darauf hin, daß die Geschwindigkeiten des aktuellen Zeitschrittes eingesetzt werden, während die Geschwindigkeiten sonst vom vorhergehenden Zeitschritt stammen.

Die Kontinuitätsgleichung wird exakt erfüllt, wenn D gleich

Null ist. Diese Grenze läßt sich numerisch natürlich nicht erreichen, stattdessen muß eine vertretbare Fehlerschranke ϵ definiert werden. Solange $|D|$ größer als ϵ ist, lassen sich daraus die Druckkorrektur und die Korrektur der Geschwindigkeitskomponenten an den Wänden der betrachteten Zelle berechnen. Im einzelnen läuft die nun folgende Iteration so ab: Ist D z.B. größer als Null, dann ist der Druck in der betreffenden Zelle zu niedrig. Er muß ebenso wie die Austriebsgeschwindigkeit erhöht werden. Dagegen sind die Eintrittsgeschwindigkeiten zu reduzieren. Diese Korrekturen nimmt man so lange vor, bis die Kontinuitätsgleichung genügend genau erfüllt ist.

Im Laufe der Iterationen wird auf diesem Wege implizit das Druckfeld bestimmt [15, 34]

$$P_{I,J,K} = P_{I,J,K} + \Delta P \quad (6-6)$$

$$\tilde{u}_{I,J,K}^{n+1} = u_{I,J,K}^{n+1} + \frac{\Delta \tau \Delta P}{\Delta x} \quad (6-7)$$

$$\tilde{u}_{I-1,J,K}^{n+1} = u_{I-1,J,K}^{n+1} - \frac{\Delta \tau \Delta P}{\Delta x} \quad (6-8)$$

$$\tilde{v}_{I,J,K}^{n+1} = v_{I,J,K}^{n+1} + \frac{\Delta \tau \Delta P}{\Delta y} \quad (6-9)$$

$$\tilde{v}_{I,J-1,K}^{n+1} = v_{I,J-1,K}^{n+1} - \frac{\Delta \tau \Delta P}{\Delta y} \quad (6-10)$$

$$\tilde{w}_{I,J,K}^{n+1} = w_{I,J,K}^{n+1} + \frac{\Delta \tau \Delta P}{\Delta z} \quad (6-11)$$

$$\tilde{w}_{I,J,K-1}^{n+1} = w_{I,J,K-1}^{n+1} - \frac{\Delta \tau \Delta P}{\Delta z} \quad (6-12)$$

Die mit einer Schlange versehenen Größen stellen die korri-

gierten Geschwindigkeiten dar. Die Druckkorrektur ΔP ergibt sich aus Gl. (6-13).

$$P = \frac{D \cdot \beta}{2 \cdot \Delta \tau \left(\frac{1}{\Delta X^2} + \frac{1}{\Delta Y^2} + \frac{1}{\Delta Z^2} \right)} \quad (6-13)$$

β ist dabei ein Relaxationsfaktor. Durch geeignete Wahl kann die innerhalb eines Zeitschritts notwendige Anzahl von Iterationen reduziert und damit die Konvergenz beschleunigt werden. Werte von β kleiner eins bedeuten Unterrelaxation, Werte größer eins Überrelaxation. Hirt [34] empfiehlt für die MAC Methode, β nicht über zwei hinaus wachsen zu lassen. Ein für viele Fälle befriedigendes Ergebnis wird mit $\beta = 1,7$ erreicht [44]. Unabhängig davon ist im Einzelfall ein brauchbarer Kompromiß zwischen Stabilität der Rechnung und Konvergenzgeschwindigkeit zu suchen.

Ein anderes Kriterium für stabile Rechnungen stellt die Länge des Zeitschritts $\Delta \tau$ dar.

Es muß gewährleistet sein, daß das Fluid weder durch Konvektion, noch durch Diffusion pro Zeitschritt mehr als um eine Zelle weiter transportiert wird. Eine Abschätzung der Länge des notwendigen Zeitschritts ermöglicht Gl. (6-14) für Konvektion

$$\Delta \tau < \frac{1}{3} \text{ bis } \frac{1}{4} \left\{ \begin{array}{l} \frac{\Delta X}{|U|} \\ \frac{\Delta Y}{|V|} \\ \frac{\Delta Z}{|W|} \end{array} \right. \quad (6-14)$$

und Gl. (6-15) für Diffusion

$$\Delta \tau < \frac{1}{2} \operatorname{Re} \frac{\Delta X^2 \cdot \Delta Y^2 \cdot \Delta Z^2}{\Delta X^2 + \Delta Y^2 + \Delta Z^2} \quad (6-15)$$

Ob der stationäre Zustand erreicht wurde, kann mit Hilfe einer entsprechend gewählten Fehlerschranke ϵ_τ überprüft werden. Sind die Geschwindigkeitsdifferenzen zwischen zwei Zeitschritten im gesamten Strömungsfeld kleiner als ϵ_τ , dann ist die Rechnung zu beenden.

Mit den für den Zeitschritt bekannten Geschwindigkeits- und Druckfeldern können dann die benötigten Konzentrations- und Temperaturfelder bestimmt werden. Die Differenzenausdrücke für die Differentiale in der Energie- und den Stofftransportgleichungen sind im Anhang wiedergegeben. Die dort auftauchende Größe ϕ steht wiederum stellvertretend für die Temperaturdifferenz θ oder die Konzentration eines Stoffes.

Das Flußdiagramm Abb. 6-6 gibt noch einmal einen Gesamtüberblick über den Berechnungsgang.

6.4 Anfangsbedingungen

Die Lösung des instationären Gleichungssystems erfordert die Vorgabe von Anfangsbedingungen für das Problem. Für deren Auswahl kommen unterschiedliche Gesichtspunkte infrage.

Bei gänzlich unbekanntem Strömungsfeld oder für die Simulation des Anfahrens der Feuerung, werden die Startwerte der Variablen U , V , W , C und θ mit Null belegt.

Will man das instationäre Verhalten der Strömung in der Feuerung nach einem Mühlenausfall oder bei einem Lastwechsel untersuchen, dann muß ein bereits berechnetes Strömungsfeld als Anfangsbelegung vorgegeben werden.

Falls nur die stationäre Lösung interessiert, kann es aus

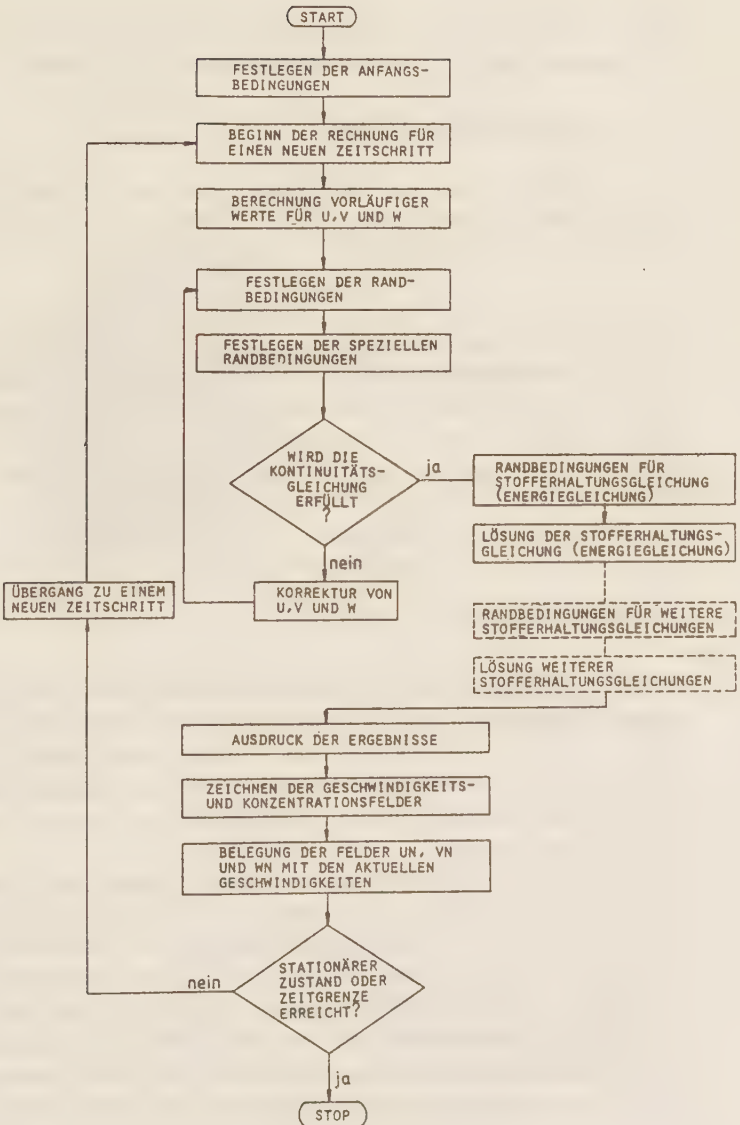


Abb. 6-6: Flußdiagramm zur Berechnung der Gasströmung

Gründen der Rechenzeiterparnis von Nutzen sein, das erwartete Geschwindigkeitsfeld grob anzugeben (first guess).

6.5 Allgemeine Randbedingungen

Es ist sinnvoll, die Randbedingungen zur numerischen Lösung der Differentialgleichungen in "allgemeine" und "spezielle" Randbedingungen zu unterteilen.

Die allgemeinen Randbedingungen geben Variablenwerte an den Grenzen des durchströmten Raumes, wie festen Wänden, Symmetrieebenen oder Ausflüßebenen an. Die speziellen Randbedingungen betreffen den Brennnahbereich, die Abgasrücksaugeschächte oder irreguläre Geometrien. In diesem Kapitel sollen zuerst die allgemeinen Randbedingungen behandelt werden. Als Hilfsmittel zur Formulierung der allgemeinen Randbedingungen dienen die sogenannten fiktiven Zellen, die das durchströmte Gebiet umschließen (Abb. 6-5) [15, 17].

6.5.1 Feste Wände

An festen Wänden bildet sich eine Strömungsgrenzschicht aus. Bei den für die Brennkammern gültigen Abmessungen ist es aber wenig sinnvoll, die Grenzschicht an einer zudem noch teilweise verschlackten Flossenrohrwand wiederzugeben. Außerdem spricht die im Verhältnis zum groben Rechennetz verschwindende Grenzschichtdicke dagegen.

Legt man diese Erkenntnis zugrunde, dann können die beiden Tangentialgeschwindigkeitskomponenten in der betreffenden Wandzelle gleich den Geschwindigkeiten in der benachbarten, durchströmten Zelle gesetzt werden. Die Geschwindigkeitskomponente normal zur Wand ist gleich Null (Abb. 6-7). Gl. (6-16) bis (6-18) zeigen dies für eine Zelle an der linken Wand der Brennkammer. Entsprechendes gilt für die übrigen Begrenzungswände.

$$U_{I,J,K} = 0 \quad (6-16)$$

$$V_{I,J,K} = V_{I+1,J,K} \quad (6-17)$$

$$W_{I,J,K} = W_{I+1,J,K} \quad (6-18)$$

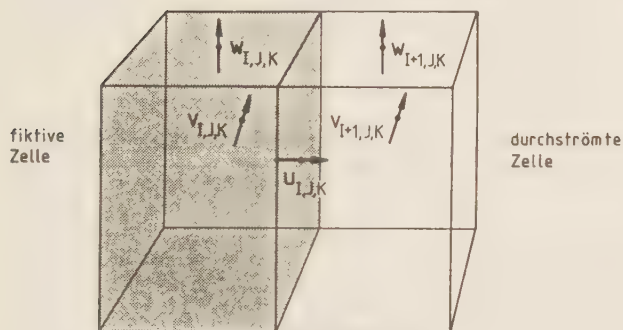


Abb. 6-7: Randbedingung an einer festen Wand

Es ist prinzipiell aber auch möglich, die Wandgeschwindigkeit gleich Null zu setzen. Dies würde für die linke Brennkammerwand bedeuten:

$$U_{I,J,K} = 0 \quad (6-19)$$

$$V_{I,J,K} = - V_{I+1,J,K} \quad (6-20)$$

$$W_{I,J,K} = - W_{I+1,J,K} \quad (6-21)$$

Geht man davon aus, daß die Brennkammerwände stoffundurchlässig sind, und daß auf ihnen keine chemischen Umsetzungen stattfinden, dann muß der Konzentrationsgradient an der Wand gleich Null sein. Am Beispiel der linken Wand erläutert bedeutet dies

$$C_{I,J,K} = C_{I+1,J,K} \quad (6-22)$$

Da es nicht Ziel des vorgestellten mathematischen Modells ist, den Wärmeaustausch in der Brennkammer zu berechnen, kommen Temperaturrandbedingungen auch nur für Fälle in Frage, in denen sich Fluide unterschiedlicher Temperatur mischen.

Für eine adiabate linke Wand gilt:

$$\theta_{I,J,K} = \theta_{I+1,J,K} \quad (6-23)$$

Wird konvektiv ständig ein bestimmter Wärmestrom abgeführt, dann ist der zugehörige Wert für die Temperaturdifferenz vorzugeben.

6.5.2 Symmetrieebenen

Sind die betrachteten Probleme symmetrisch, dann kann die Berechnung auf einen Teilbereich des Strömungsgebietes reduziert werden. Bei Axialsymmetrie gleichen die Randbedingungen an der Symmetrieebene für die Geschwindigkeit denen an festen Wänden ohne Grenzschicht. Der Konzentrationsgradient und der Gradient der Temperaturdifferenz werden gleich Null gesetzt.

6.5.3 Ausflußrandbedingungen

Zur Festlegung der Ausflußrandbedingungen ist es nicht ausreichend, festzustellen, daß die Ableitung der jeweiligen Größe in der Austrittsebene gleich Null ist. Bei Strömungen mit Rezirkulation muß der Lage der Austrittsebene besondere Beachtung geschenkt werden. Eine ungünstige Wahl des Ortes (Abb. 6-8) kann die Konvergenz der Rechnung ernsthaft gefährden [104].

Wenn ein solcher Ort nicht schon aus Messungen oder Beobachtungen der realen Strömung bekannt ist, sind Versuchs-

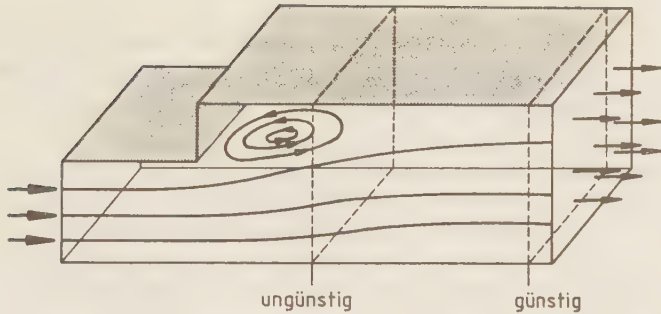


Abb. 6-8: Lage der Austrittsebene

rechnungen erforderlich, um eine Ebene zu finden, in der die Strömung streng nach außen gerichtet ist.

Aus numerischen Gründen ist es wichtig, daß die Ausflußrandbedingungen nicht in jedem Iterationsschritt, sondern nur in jedem Zeitschritt neu festgelegt werden.

6.6 Spezielle Randbedingungen

Spezielle Randbedingungen werden vorgestellt für:

- querangeströmten, runden Freistrahls,
- Eckenfeuerung,
- Seitenfeuerung und
- Aschetrichter.

Den Ausführungen, soweit sie den Brennerbereich oder den Ausströmbereich des runden Freistrahls betreffen, liegt der Gedanke des Hybridmodells zugrunde [107, 108]. Glücklicherweise besteht die Möglichkeit, Gebiete starker Gradienten der bilanzierten Größen, bzw. feiner geometrischer Details, aus der globalen Berechnung auszuklammern. Hier können andere Verfahren, wie das Superpositionsprinzip [107, 109], oder separate zwei- oder dreidimensionale Differenzenrechnungen mit feinem Netz, eingesetzt werden. Auch die meßtechnische Er-

fassung eines solch abgegrenzten Bereichs dürfte noch möglich sein, wobei in diesem Gebiet die Beeinflussung durch die Hauptströmung zudem noch gering ist.

Wollte man die Vorgänge im Brennernahbereich detailliert zusammen mit der Strömung in der gesamten Brennkammer berechnen, dann müßte das numerische Netz so fein unterteilt werden, daß die Gesamtberechnung unmöglich würde. Auch eine lokale Verkleinerung (variables Netz) kommt nicht infrage, da sich dies ungünstig auf die Länge des Zeitschritts auswirkt (vergl. Gl. (6-14), (6-15)).

6.6.1 Querangeströmter Freistrah

Für den Vergleich der Rechnung mit Meßwerten soll ein querangeströmter, rotationssymmetrischer Freistrah herangezogen werden. Entsprechend sind hierfür spezielle Randbedingungen zu formulieren.

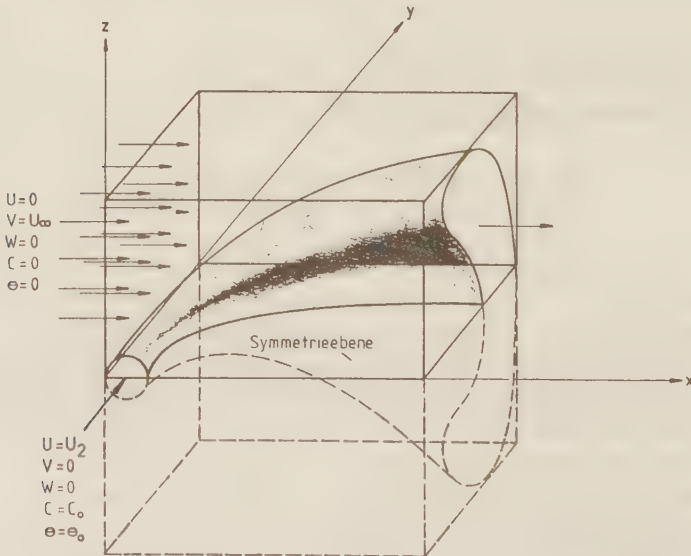


Abb. 6-9: Spezielle Randbedingungen für den querangeströmten, runden Freistrah

Die runde Düse, aus der der Querstrahl austritt, wird durch vier rechteckige Zellen angenähert und die Geschwindigkeit der Hauptströmung in der Eintrittsebene konstant gleich U_∞ gesetzt. Für den Querstrahl ist außerdem die Anfangskonzentration C_0 bzw. die Anfangstemperaturdifferenz θ_0 und die Geschwindigkeit U_2 vorgegeben.

6.6.2 Eckenfeuerung

Die speziellen Randbedingungen zur Simulation der Brennermatrizen werden nicht an der Wand formuliert, sondern als Werte am Rande einer sogenannten "Einströmzelle" (Abb. 6-10). Daß eine derartige Annäherung möglich ist, zeigen die Rechnungen mit dem Superpositionsprinzip für diesen Bereich (siehe Kapitel 8).

Durch diese Vorgehensweise wird eine zu feine Aufteilung des Rechnernetzes mit den genannten Nachteilen umgangen.

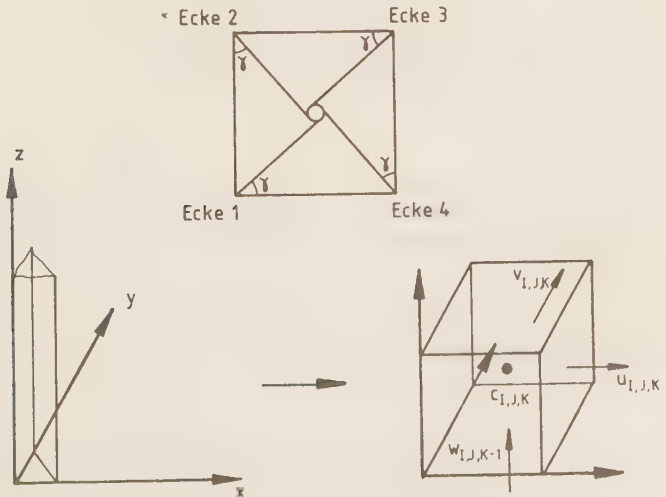


Abb. 6-10: Einströmzelle für die Eckenfeuerung (Ecke 1)

Aus einer Impulsbilanz: "Die Summe der Einzelimpulse, der aus dem betrachteten Brennerabschnitt austretenden Fluidströme, soll gleich dem Impuls des die Einströmszelle verlassenden Fluidstromes sein", kann die Größe des Geschwindigkeitsvektors $\vec{V}$ in der Einströmszelle bestimmt werden. Die Ausrichtung von $\vec{V}_0$ im Raum entspricht der Ausrichtung der Brennermatrizen. Durch Vektorzerlegung erhält man die einzelnen Geschwindigkeitskomponenten U, V und W, wie in Abb. 6-11 gezeigt wird.

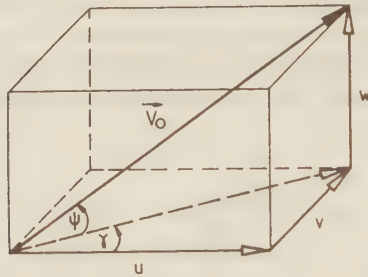


Abb. 6-11: Zerlegung des Vektors der Einströmgeschwindigkeit (Ecke 1)

Die Geschwindigkeitskomponenten für die erste Ecke lauten:

$$U_{I,J,K} = V_0 \cdot \cos \phi \cdot \cos \gamma \quad (6-24)$$

$$V_{I,J,K} = V_0 \cdot \cos \phi \cdot \sin \gamma \quad (6-25)$$

$$W_{I,J,K-1} = V_0 \cdot \sin \phi \quad (6-26)$$

und die Eintrittstemperatur bzw. Eintrittskonzentration

$$\Phi = \Phi_0 \quad (6-27)$$

Ähnliche Beziehungen ergeben sich für die übrigen Ecken.

In Abhängigkeit vom Brennkreisdurchmesser D und der Kammerbreite s kann der horizontale Brennerwinkel γ ausgedrückt werden (Abb. 6-12):

$$\gamma = 45^\circ - \arcsin \frac{D}{s \cdot \sqrt{2}} \quad (6.28)$$

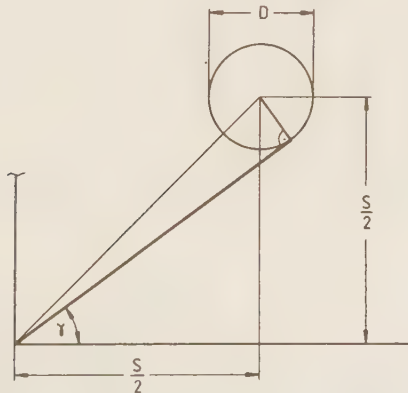


Abb. 6-12: Horizontaler Brennerwinkel (Eckenfeuerung)

6.6.3 Seitenfeuerung

Analog zur Eckenfeuerung erfolgt die Definition der Einströmzelle und die Vektorzerlegung bei der Seitenfeuerung (Abb. 6-13).

Wie aus Abb. 6-13 hervorgeht, muß bei der Seitenfeuerung zwischen zwei verschiedenen, horizontalen Einstellwinkeln γ_1 und γ_2 unterschieden werden (Abb. 6-14).

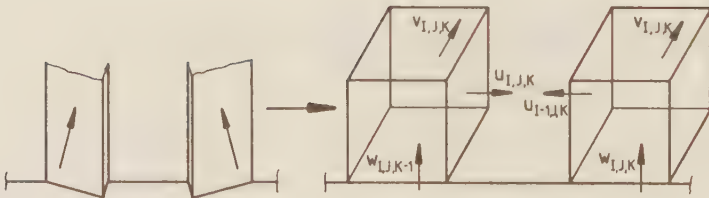
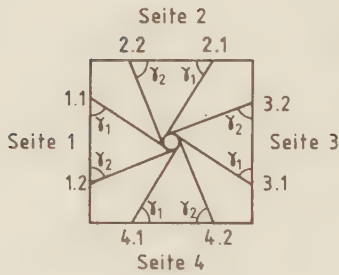


Abb. 6-13: Einströmkzellen für die Seitenfeuerung (Seite 4)

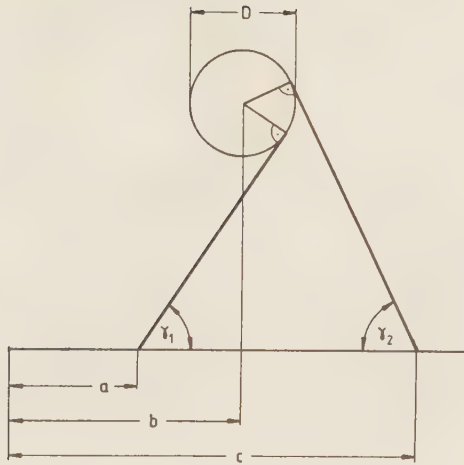


Abb. 6-14: Horizontale Brennerwinkel (Seitenfeuerung)

Die beiden Einstellwinkel lauten wie folgt:

$$\gamma_1 = \arcsin \frac{b}{\sqrt{2b^2 - 2ba + a^2}} - \arctan \frac{D}{2\sqrt{2b^2 - 2ba + a^2 - D^2}} \quad (6-29)$$

$$\gamma_2 = \arcsin \frac{b}{\sqrt{2b^2 - 2cb + c^2}} + \arctan \frac{D}{2\sqrt{2b^2 - 2cb + c^2 - D^2}} \quad (6-30)$$

Für die Brennermatrix 1.1 ergibt sich:

$$U_{I,J,K} = V_0 \cdot \cos \phi \cdot \sin \gamma_1 \quad (6-31)$$

$$V_{I,J,K} = V_0 \cdot \cos \phi \cdot \cos \gamma_1 \quad (6-32)$$

$$W_{I,J,K-1} = V_0 \cdot \sin \phi \quad (6-33)$$

$$\phi_{I,J,K} = \phi_0 \quad (6-34)$$

und für die Brennermatrix 1.2:

$$U_{I,J,K} = V_0 \cdot \cos \phi \cdot \sin \gamma_2 \quad (6-35)$$

$$V_{I,J,K} = V_0 \cdot \cos \phi \cdot \cos \gamma_2 \quad (6-36)$$

$$W_{I,J,K-1} = V_0 \cdot \sin \phi \quad (6-37)$$

$$\phi_{I,J,K} = \phi_0 \quad (6-38)$$

Analoge Beziehungen gelten für die übrigen Brennermatrizen.

Die Gleichungen (6-24) bis (6-26), (6-31) bis (6-33) und (6-35) bis (6-36) gelten für die Zerlegung der Geschwindigkeitsvektoren. Für den Fall, daß das Verhältnis der Seitenlängen der Einströmzelle nicht mit dem Verhältnis der Komponenten des Einströmgeschwindigkeitsvektors übereinstimmt, müssen für die Formulierung dieser Randbedingungen entsprechend die Impulsstromdichtevektoren zerlegt werden.

Bei der Braunkohlenseitenfeuerung müssen die speziellen Randbedingungen außerdem noch die Rauchgasrücksaugung zu den Kohlenmühlen erfassen.

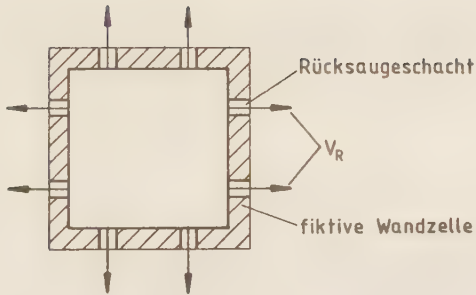


Abb. 6-15: Rauchgasabsaugung bei der Braunkohlen-Seitenfeuerung

Dazu wird die Geschwindigkeit in den entsprechenden fiktiven Zellen der Rücksaugenebene gleich der Geschwindigkeit V_R gesetzt.

6.6.4 Aschetrichter

Der Aschetrichter kann aus

- ganz 
- halb   und
- nicht 

durchströmten Zellen zusammengesetzt werden. Der Effekt der "halben Durchströmung" ergibt sich dadurch, daß man alle Geschwindigkeitskomponenten in den nicht durchströmten Zellen gleich Null setzt. Dadurch wird in den dazu benachbarten, durchströmten Zellen die Geschwindigkeit in einer Form abgebaut, wie es näherungsweise einer halb durchströmten Zelle entspricht.

Der gewünschte Neigungswinkel des Aschetrichters ergibt sich

durch Variation des Verhältnisses zwischen Zellbreite ΔX bzw. ΔY und Zellhöhe ΔZ (Abb. 6-16).

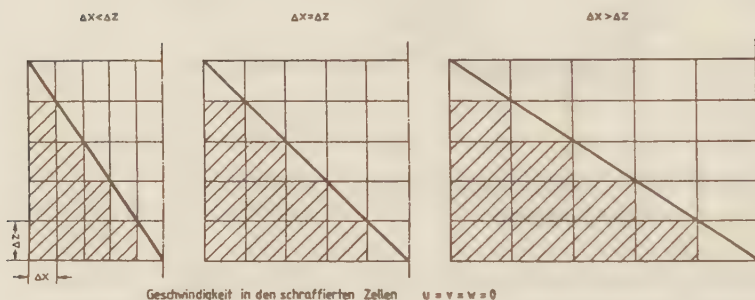


Abb. 6-16: Neigungswinkel des Aschetrichters

7. Berechnung der Partikelströmung

Aus den in Kapitel 4.1 genannten Gründen soll der Partikelweg nach Lagrangescher Betrachtungsweise berechnet werden. Es bleibt unbelassen, auch eine Eulersche Stofferhaltungsgleichung für die Berücksichtigung des Kohlenstaubes heranzuziehen. Dabei läßt sich natürlich nicht die Relativbewegung zwischen Staub und Gas erfassen. Eine Aussage über den Partikelweg ist ebensowenig möglich, aber dafür können Staubkonzentrationen leichter berechnet werden.

7.1 Ableitung der Bewegungsgleichungen für das Kohlepartikel

Die Bewegungsgleichungen der Staubpartikeln ergeben sich nach der Lagrangeschen Betrachtungsweise aus einer Kräftebilanz für ein einzelnes Staubpartikel. Das bewegte Partikel muß

dem Newtonschen Grundgesetz gehorchen, nachdem die Summe aller angreifenden Kräfte (Widerstands-, Gewicht-, Auftriebs-, Druck-, Coriolis-, Zentrifugal- und Magnuskraft) gleich der Trägheitskraft ist.

$$\vec{T} = \vec{F}_W + \vec{G} + \vec{F}_A + \vec{F}_P + \vec{M} + \vec{F}_C + \vec{F}_Z \quad (7-1)$$

Für den betrachteten Anwendungsfall der rechteckigen Brennkammer wird die Vektorbeziehung in dreidimensionale, kartesische Koordinaten zerlegt.

$$T_X = F_{WX} + G_X + F_{AX} + F_{PX} + M_X + F_{CX} + F_{ZX} \quad (7-2)$$

$$T_Y = F_{WY} + G_Y + F_{AY} + F_{PY} + M_Y + F_{CY} + F_{ZY} \quad (7-3)$$

$$T_Z = F_{WZ} + G_Z + F_{AZ} + F_{PZ} + M_Z + F_{CZ} + F_{ZZ} \quad (7-4)$$

Um die Einzelkräfte formulieren zu können, muß die momentane Lage des Partikels und sein Geschwindigkeits- und Beschleunigungszustand bekannt sein. Daher ist es notwendig, sich zuerst mit der Kinematik der Partikeln zu beschäftigen.

7.1.1 Kinematik der Partikeln

Bei der Lagrangeschen Betrachtungsweise wird ein individuelles Partikel auf dem Weg durch die Brennkammer verfolgt (Abb. 7-1).

Die jeweilige Lage des Partikels sei durch die Koordinaten

$$x_P(t), y_P(t) \text{ und } z_P(t)$$

gegeben.

Die für die Widerstandskraft relevante Relativgeschwindigkeit zum Fluid wird aus der Differenz von Partikelgeschwindigkeit $\vec{u}_P$ und Fluidgeschwindigkeit $\vec{u}$ gebildet:

$$\vec{u}_R = \vec{u}_P - \vec{u} \quad (7-5)$$

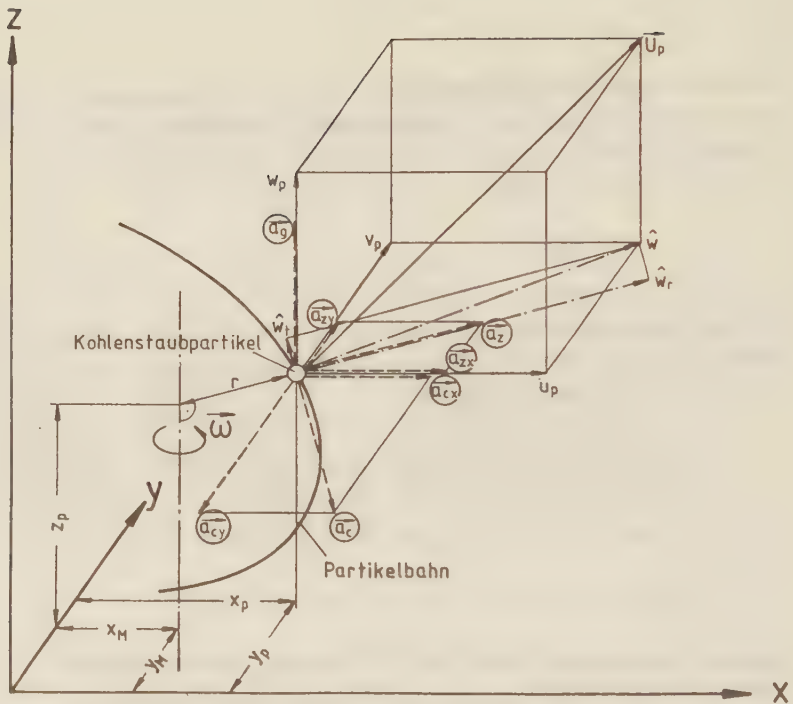


Abb. 7-1: Kinematik des Kohlenstaubpartikels

Gl. 7-5 lautet in Komponentenschreibweise:

$$u_R = u_P - u \quad (7-6)$$

$$v_R = v_P - v \quad (7-7)$$

$$w_R = w_P - w \quad (7-8)$$

Aus der zeitlichen Änderung der Partikelgeschwindigkeit ergibt sich die translatorische Beschleunigung des Partikels. Aufgrund seiner Drehbewegung wirkt auf das Kohlekorn die Zentrifugal- $\vec{a}_Z$ und die Coriolisbeschleunigung $\vec{a}_C$.

$$\vec{a}_Z = r \vec{\omega}^2 \quad (7-9)$$

$$\vec{a}_C = 2 \vec{\omega} \times \vec{\tilde{w}}_r \quad (7-10)$$

Darin ist

$$\vec{\omega} = \frac{\vec{\tilde{w}}_t}{r} \quad (7-11)$$

die Drehgeschwindigkeit um die vertikale Achse. Es wird vorausgesetzt, daß die genannte Drehbewegung der Kohlenstaubpartikeln nur um Achsen parallel zur Z-Achse stattfinden kann. Bezüglich einer derartigen Achse sind auch die Tangentialgeschwindigkeit $\vec{\tilde{w}}_t$ und die Radialgeschwindigkeit $\vec{\tilde{w}}_r$ definiert. Die Lage der Rotationsachse wird durch die Koordinaten x_M und y_M beschrieben (siehe Abb. 7-1 und Abb. 7-2). Der senkrechte Abstand des Partikels zur Drehachse wird mit r bezeichnet.

$$r = \sqrt{(x_P - x_M)^2 + (y_P - y_M)^2} \quad (7-12)$$

Außerdem ist das Partikel dem Schwerfeld der Erde und damit der Erdbeschleunigung $\vec{a}_g = -\vec{g}$ ausgesetzt.

Geschwindigkeiten und Beschleunigungen gelten als positiv, wenn sie in die positive Koordinatenrichtung weisen.

7.1.2 Formulierung der Einzelkräfte

Mit den bekannten Geschwindigkeiten und Beschleunigungen können die am Partikel angreifenden Kräfte formuliert werden (Abb. 7-2).

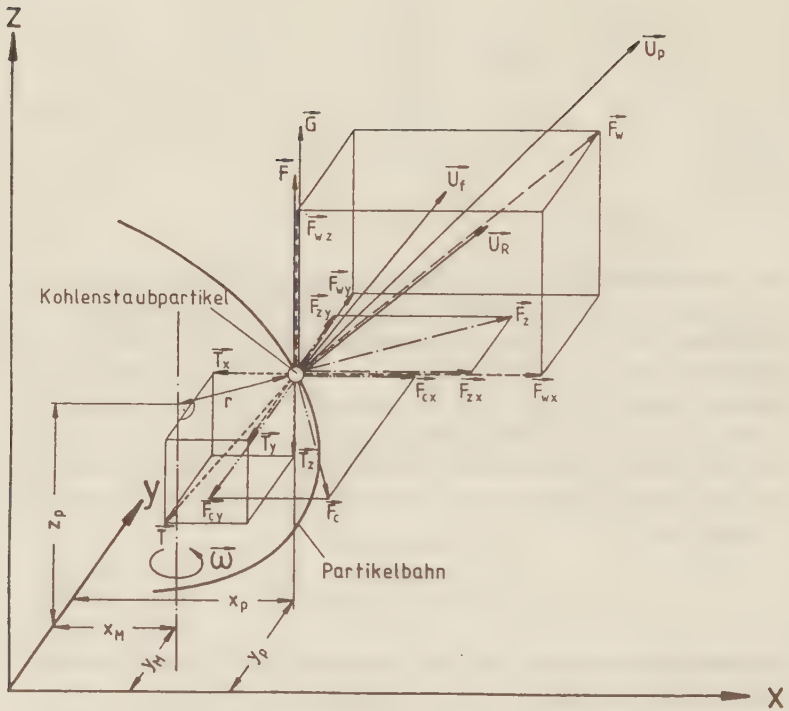


Abb. 7-2: Einzelkräfte, die am Kohlenstaubpartikel angreifen

Trägheitskraft

Aus der Beschleunigung oder Verzögerung des Partikels resultiert die Trägheitskraft

$$\vec{T} = m_p \cdot \frac{d\vec{u}_p}{dt} \quad (7-13)$$

Die Komponenten in den drei Koordinatenrichtungen lauten:

$$T_x = m_p \frac{du_p}{dt} \quad (7-14)$$

$$T_y = m_p \frac{dv_p}{dt} \quad (7-15)$$

$$T_z = m_p \frac{dw_p}{dt} \quad (7-16)$$

Widerstandskraft

Tritt eine Geschwindigkeitsdifferenz zwischen Partikel und Fluid auf, so wirkt in Richtung der Relativgeschwindigkeit die Widerstandskraft:

$$\vec{F}_W = C_W A_p \frac{\rho}{2} |\vec{u}_R| \vec{u}_R \quad (7-17)$$

C_W ist der Widerstandsbeiwert, der in Kapitel 7.2.1 ausführlich diskutiert wird und A_p der Anströmquerschnitt des Staubkorns. Die Komponenten der Widerstandskraft lauten:

$$F_{WX} = C_W A_p \frac{\rho}{2} u_R (u - u_p) \quad (7-18)$$

$$F_{WY} = C_W A_p \frac{\rho}{2} u_R (v - v_p) \quad (7-19)$$

$$F_{WZ} = C_W A_p \frac{\rho}{2} u_R (w - w_p) \quad (7-20)$$

Der Betrag der Relativgeschwindigkeit $\vec{u}_R$ wird mit Gl. (7-21) berechnet.

$$u_R = |\vec{u}_R| = (u - u_p)^2 + (v - v_p)^2 + (w - w_p)^2 \quad (7-21)$$

Schwerkraft

Ohne Beschränkung der Allgemeinheit kann das kartesische

Koordinatensystem so gelegt werden, daß die Erdschwere in negative Richtung der Z-Achse wirkt. Damit Entfallen bei der Schwerkraft und der Auftriebskraft die Komponenten in X- und Y-Richtung. Die Komponente der Schwerkraft in Z-Richtung lautet:

$$\begin{aligned} G_Z &= m_P \cdot a_g \\ &= - m_P \cdot g \end{aligned} \quad (7-22)$$

Auftriebskraft

Infolge des statischen Druckgradienten im Gasfeld wirkt entgegen der Erdbeschleunigung, also in positive Richtung der Z-Achse die Auftriebskraft:

$$F_{AZ} = m_P \cdot \frac{\rho}{\rho_P} \cdot g \quad (7-23)$$

Die Dichte des Fluids ist gegenüber der Dichte des Kohlenstaubs um mindestens drei Zehnerpotenzen kleiner. Damit kann die Auftriebskraft für die Kohlenstaubpartikeln in der Tangentialfeuerung vernachlässigt werden.

Druckkraft

Durch die Bewegung des Fluids innerhalb der Brennkammer stellt sich zusätzlich ein dynamischer Druckgradient ein. Er ruft die Kraft $\vec{F}_P$ auf das Partikel hervor.

$$\vec{F}_P = - m_P \cdot \frac{\rho}{\rho_P} \cdot \left(\frac{1}{\rho} \text{ grad } P \right) \quad (7-24)$$

Als Ergebnis der Berechnung des Gasströmungsfeldes erhält man Anhaltswerte über die Größe von grad P. Der maximale Druckgradient, in vertikaler Richtung über den Partikeldurchmesser, erzeugt eine Druckkraft, die nur geringfügig größer als die Auftriebskraft ist.

Der horizontale Druckgradient, hervorgerufen durch den Drall, ist um noch eine Größenordnung kleiner. Die geringen Druckschwankungen und der kleine Teilchendurchmesser lassen es nicht sinnvoll erscheinen, die auf das Partikel wirkenden Druckkräfte zu berücksichtigen.

Magnuskraft

Dreht sich das Partikel um eine seiner eigenen Achsen (Drehgeschwindigkeit ω_P), so ruft dieser sogenannte Spin die Magnuskraft hervor.

$$\vec{M} = m_P \cdot \frac{\rho}{\rho_P} \cdot 2u_R \omega_P \quad (7-25)$$

Die Drehbewegungen werden durch schräge Wandstöße sowie durch starke Geschwindigkeitsgradienten des Fluids ausgelöst [61].

Bei der Wandberührung erfährt das Teilchen eine einseitige Abbremsung und kann dabei ganz erhebliche Drehgeschwindigkeiten erreichen. Adam [60] stellte dies für die stoffbeladene Gasströmung in einem Rohr fest.

Durch die großen Abmessungen der Tangentialfeuerung wird eine solche Wandberührung unwahrscheinlich und ist vom Feuerungskonstrukteur, insbesondere wegen der Verschlackungsgefahr, unerwünscht. Bei der Berechnung werden Teilchen, die die Wand berührt haben, nicht mehr weiterverfolgt.

Die Geschwindigkeitsgradienten über einen Partikeldurchmesser sind außerhalb der "Einströmszelle" gering. Selbst die leichten Taumelbewegungen, die bei ungleichförmigen Partikeln auftreten, können nicht so hohe Drehgeschwindigkeiten erzeugen, daß die Magnuskraft in die Größenordnung der übrigen Kräfte gelangt.

Coriolis- und Zentrifugalkraft

Die bisher genannten Kräfte treten bei rein translatorischen Strömungen auf. Bei Drehströmungen kommen Corioliskraft

$$\begin{aligned}\vec{F}_C &= m_p \cdot \vec{a}_C \\ &= m_p (2 \vec{\omega} \times \vec{w}_r)\end{aligned}\quad (7-26)$$

und Zentrifugalkraft

$$\begin{aligned}\vec{F}_Z &= m_p \cdot \vec{a}_Z \\ &= m_p \cdot r \cdot \vec{\omega}^2\end{aligned}\quad (7-27)$$

hinzu. Diese durch die Rotation auftauchenden Kräfte sind üblicherweise in Zylinderkoordinaten definiert. Für kartesische Koordinaten wird eine Aufspaltung in X- und Y-Richtung erforderlich (die Z-Komponente entfällt, vergl. Kapitel 7.1.1).

$$F_{CX} = m_p \cdot 2 \cdot \frac{\hat{w}_t}{r} \cdot \hat{w}_r \cdot \frac{y_p - y_M}{r} \quad (7-28)$$

$$F_{CY} = - m_p \cdot 2 \cdot \frac{\hat{w}_t}{r} \cdot \hat{w}_r \cdot \frac{x_p - x_M}{r} \quad (7-29)$$

$$F_{ZX} = m_p \cdot \frac{\hat{w}_t^2}{r} \cdot \frac{x_p - x_M}{r} \quad (7-30)$$

$$F_{ZY} = m_p \cdot \frac{\hat{w}_t^2}{r} \cdot \frac{y_p - y_M}{r} \quad (7-31)$$

Darüber hinaus müssen die Radial- und die Tangentialgeschwindigkeit $\hat{w}_r$ und $\hat{w}_t$ aus den Geschwindigkeiten u_p und v_p im kartesischen Koordinatensystem ermittelt werden (siehe Abb. 7-1). Unter Berücksichtigung der geometrischen Gegebenheiten erhält man

$$\hat{w}_r = u_p \cdot \frac{x_p - x_M}{r} + v_p \cdot \frac{y_p - y_M}{r} \quad (7-32)$$

$$\hat{w}_t = -u_p \cdot \frac{y_p - y_M}{r} + v_p \cdot \frac{x_p - x_M}{r} \quad (7-33)$$

Einsetzen der Beziehungen für die Einzelkräfte in Gl. (7-2) bis (7-4) und Division durch die Masse m_p liefert die Partikelbewegungsgleichungen in ausführlicher Form:

$$\frac{du_p}{dt} = (u - u_p) \cdot \left(\frac{3}{4} \frac{\rho}{\rho_p} \frac{C_W}{dp} \right) \cdot u_R + \frac{2}{r^2} \hat{w}_t \cdot \hat{w}_r \cdot (y_p - y_M) + \frac{1}{r^2} \hat{w}_t^2 \cdot (x_p - x_M) \quad (7-34)$$

$$\frac{dv_p}{dt} = (v - v_p) \cdot \left(\frac{3}{4} \frac{\rho}{\rho_p} \frac{C_W}{dp} \right) \cdot u_R - \frac{2}{r^2} \hat{w}_t \cdot \hat{w}_r \cdot (x_p - x_M) + \frac{1}{r^2} \hat{w}_t^2 \cdot (y_p - y_M) \quad (7-35)$$

$$\frac{dw_p}{dt} = (w - w_p) \cdot \left(\frac{3}{4} \frac{\rho}{\rho_p} \frac{C_W}{dp} \right) \cdot u_R - g \quad (7-36)$$

7.1.3 Dimensionslose Partikelbewegungsgleichungen

Die Partikelbewegungsgleichungen sollen mit denselben Bezugsgrößen in die dimensionslose Form überführt werden, wie die Gaserhaltungsgleichungen (Kapitel 4.4)

$$\begin{aligned} u_p &= \frac{u_p}{u_*} ; \quad v_p = \frac{v_p}{u_*} ; \quad w_p = \frac{w_p}{u_*} \\ x_p &= \frac{x_p}{l_*} ; \quad y_p = \frac{y_p}{l_*} ; \quad z_p = \frac{z_p}{l_*} \\ d_p &= \frac{d_p}{l_*} ; \quad x_M = \frac{x_M}{l_*} ; \quad y_M = \frac{y_M}{l_*} \\ R &= \frac{r}{l_*} ; \quad \tilde{\rho}_p = \frac{\rho_p}{\rho_*} \end{aligned} \quad (7-37)$$

Durch Einsetzen der Gl. (7-37) in die Gl. (7-34) bis (7-36) und anschließendes Umformen ergibt sich:

$$\frac{dU_P}{d\tau} = U_R \cdot (U - U_P) \cdot B \cdot C_W + \frac{2}{R^2} \hat{W}_t \cdot \hat{W}_r \cdot (Y_P - Y_M) + \frac{1}{R^2} \hat{W}_t^2 \cdot (X_P - X_M) \quad (7-38)$$

$$\frac{dV_P}{d\tau} = U_R \cdot (V - V_P) \cdot B \cdot C_W - \frac{2}{R^2} \hat{W}_t \cdot \hat{W}_r \cdot (X_P - X_M) + \frac{1}{R^2} \hat{W}_t^2 \cdot (Y_P - Y_M) \quad (7-39)$$

$$\frac{dW_P}{d\tau} = U_R \cdot (W - W_P) \cdot B \cdot C_W - \frac{1}{Fr^2} \quad (7-40)$$

Der dimensionslose Faktor

$$B = \frac{3}{4} \frac{\tilde{\rho}}{\rho_p} \frac{1^*}{dp} \quad (7-41)$$

wird in ähnlicher Form von Mühle [47] als Bahnkennzahl bezeichnet. Für die isotherme Strömung eines nichtreagierenden Fluids stellt B eine Konstante dar. In der Brennkammer mit chemischer Reaktion ändern sich sowohl Partikeldichte $\tilde{\rho}_p$ und Durchmesser dp als auch die Fluidichte. Danach kann B nicht mehr von vornherein als konstant angesehen werden.

7.2 Einflußgrößen für den Partikelweg

Der Partikelweg, wie er mit Gl. (7-38) bis (7-40) berechnet werden kann, hängt vom Gasgeschwindigkeitsfeld, der Bahnkennzahl B und dem Widerstandsbeiwert C_W ab. Bei vorgegebenem Geschwindigkeitsfeld muß zur Berechnung der Bahnkurve noch ein geeignetes Widerstandsgesetz ausgewählt werden. Außerdem ist der Einfluß der Verbrennung auf die Bahnkennzahl zu untersuchen.

7.2.1 Der Widerstandsbeiwert

Der Widerstandsbeiwert wird üblicherweise als Funktion der

Partikel-Reynoldszahl dargestellt

$$C_W = f(Re_p) \quad (7-42)$$

$$Re_p = \frac{u_R \cdot d_p}{\nu} \quad (7-43)$$

u_R und d_p sind Relativgeschwindigkeit und Partikeldurchmesser. ν ist die kinematische Viskosität des umgebenden Fluids. Der Widerstand der Partikeln hängt von so vielen Einflußgrößen ab, daß ein allgemeingültiges Widerstandsgesetz nicht aufgestellt werden kann [54]. Ursache für Änderungen des C_W -Wertes können sein:

- Beschleunigung der Partikeln,
- Turbulenz,
- Oberflächenrauigkeit,
- Partikelform,
- Stöße der Partikeln untereinander
und mit der Wand,
- Verbrennung.

Die meisten Widerstandsgesetze existieren für Kugeln. Einen Überblick über diese Beziehungen mit der Angabe des maximalen, relativen Fehlers gibt Kürten [52]. Staub, und besonders brennender Staub, ist demgegenüber meßtechnisch viel schwieriger zu erfassen. Entsprechend gering an der Zahl sind die Widerstandsgesetze hierfür. Zudem muß mit einer größeren Fehlerbandbreite gerechnet werden. Eine Zusammenstellung der für den Kohlenstaub bzw. die Asche infrage kommenden Beziehungen für den C_W -Wert wird in Abb. 7-3 gegeben. Unabhängig davon, ob die Widerstandsgesetze in einem größeren Intervall definiert sind, werden die Kurven in einen Reynoldsbereich von 0,1 bis 500 aufgetragen, da nur dieser für Kohlenstaubpartikeln in der Tangentialfeuerung relevant ist.

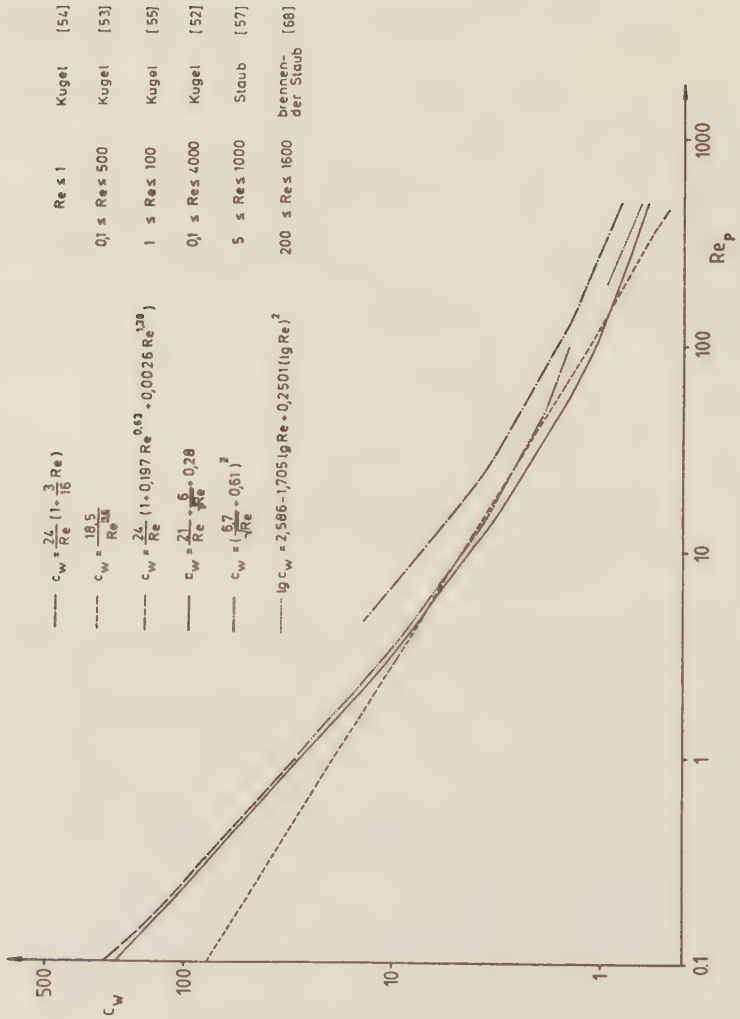


Abb. 7-3: Widerstandsgesetze

In Abb. 7-3 nicht eingetragen ist das Stokessche Gesetz,

$$C_W = \frac{24}{Re} \quad (7-44)$$

das für Partikelreynoldszahlen kleiner 0,1 gilt.

Die Auswirkung der zu Anfang des Abschnitts genannten Einflußgrößen auf den C_W -Wert soll im folgenden geklärt werden.

Beschleunigung

Der Literatur [54, 55, 68] ist zu entnehmen, daß durch die Beschleunigung der C_W -Wert bei großen Partikelreynoldszahlen (Größenordnung 10^4) erheblich anwachsen kann. Die Werte für Re_p des Kohlenstaubes in der Tangentialfeuerung liegen aber bei maximal 300, in der Regel sogar noch darunter.

Mühle [47] weist auf den Einfluß der Beschleunigungszahl Ac auf den C_W -Wert hin.

$$Ac = \left| \frac{d_p \frac{du_r}{dt}}{u_r^2} \right| \quad (7-45)$$

Er hält es für zulässig, den Einfluß der Beschleunigung auf das Widerstandsgesetz zu vernachlässigen, solange $Ac < Ac_0$ ist

$$Ac_0 = \frac{3}{4} C_W \frac{p}{\rho_p} \quad (7-46)$$

Eine eindeutige Aussage über die Größe des Einflusses der Beschleunigung ist für den betrachteten Re -Bereich nicht möglich. Eine Abschätzung der relevanten Größen deutet auf eine geringfügige Erhöhung des Widerstandsbeiwertes durch die Beschleunigung hin.

Turbulenz

Ähnlich wie für den Beschleunigungseinfluß kann zum Einfluß der Turbulenz nur bemerkt werden, daß sie mit Ausnahme kleiner Turbulenzgrade den C_W -Wert erhöht [57]. Brauer [54] sagt hierzu: "Die Ergebnisse von Torobin und Gauvin [56] geben einen schwachen Hinweis dafür, daß der Widerstand relativ bewegter Kugeln im unterkritischen Bereich etwas größer sein kann, als für ruhende. Endgültige Aussagen sind aber nicht möglich."

Die kritische Reynoldszahl wird durch einen beträchtlichen Abfall des C_W -Wertes bei $Re_p \approx 3 \cdot 10^5$ gekennzeichnet. Dies ist darauf zurückzuführen, daß die auf der Vorderseite der Kugel vorhandene Grenzschichtströmung vom laminaren in den turbulenten Zustand übergeht.

Oberflächenrauigkeit

Die meisten Messungen und auch die Beobachtungen der verschiedenen Einflußgrößen wurden an glatten Kugeln vorgenommen. Bei den Kohlepartikeln kann nicht von einer dynamisch glatten Oberfläche ausgegangen werden. Aufnahmen mit dem Rasterelektronenmikroskop zeigen eine kugel- bis stabförmige Gestalt der Staubkörner [110]. Sie sind mit Poren und Rissen durchsetzt und weisen Anlagerungen kleiner Partikeln und geschmolzene Ascheballen auf. Je nach dem Stand der Verbrennung und der Kohleart kann sich die Oberflächenbeschaffenheit während des Verbrennungsvorgangs ändern. Unterhalb der kritischen Reynoldszahl übt die Oberflächenrauigkeit bei geringer Rauhtiefe einen für technische Zwecke belanglosen Einfluß auf den Widerstandsbeiwert aus. Die Rauhtiefe wird einfach dem Kugelradius zugeschlagen [55]. Allerdings kann durch die Oberflächenrauigkeit die kritische Reynoldszahl selbst erniedrigt werden [54, 55]. Sind Rauigkeitshöhe und Kugelradius von gleicher Größenordnung, dann muß die Vorstellung von der rauen Kugel aufgegeben werden.

Man hat es dann mit einem unregelmäßig geformten Partikel zu tun.

Partikelform

Unregelmäßige Staubkörner richten sich entsprechend ihrer Form in der Strömung aus. Daraus resultiert die für die Widerstandskraft relevante Querschnittsfläche A_p . Man erkennt, daß es unendlich viele Möglichkeiten hierfür gibt, und daß nur eine statistische Betrachtungsweise weiterhelfen kann.

Ein häufig gewählter Ansatz besteht in der Definition eines äquivalenten Kugeldurchmessers. Dies ist der Durchmesser einer Kugel, die den gleichen Widerstand wie das unförmige Partikel erfährt. Äquivalente Durchmesser eines Ellipsoids in Abhängigkeit von der Länge der Halbachsen und der Eigenrotation können mit Hilfe des in Abb. 7-4 gegebenen Diagramms ermittelt werden.

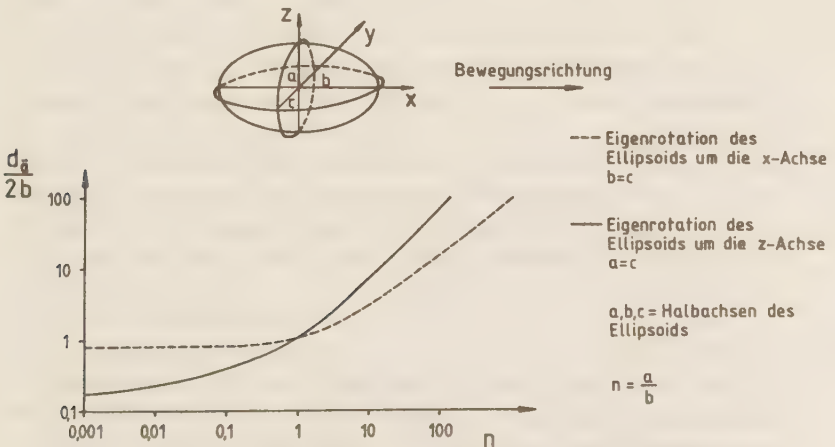


Abb. 7-4: Äquivalente Durchmesser eines Ellipsoids nach Strauss [55]

Stöße der Partikel untereinander und mit der Wand

Ein einzelnes Partikel in einer Gasströmung verhält sich anders als ein Partikelschwarm. Die einzelnen Partikeln berühren sich. Die Stoßhäufigkeit kann unter Verwendung des aus der kinetischen Gastheorie bekannten Begriffs der freien Weglänge abgeschätzt werden [60]. Übertragen auf die in der Brennkammer verteilten Kohlenstaubpartikeln ergibt sich deren freie Weglänge als

$$S = \frac{d_p}{6\sqrt{2} \cdot c_R} \quad (7-47)$$

d_p ist der Partikeldurchmesser und c_R der Volumenanteil der Kohlenstaubpartikeln in der Brennkammer. Daraus resultiert bei gegebener Relativgeschwindigkeit u_{RP} der Partikeln untereinander die Anzahl der Zweierstöße pro Sekunde:

$$N_{ZW} = \frac{u_{RP}}{S} = \frac{6\sqrt{2} \cdot c_R \cdot u_{RP}}{d_p} \quad (7-48)$$

N_{ZW} liegt bei Brennkammerbedingungen und einer Relativgeschwindigkeit von 1 m/s in der Größenordnung von zehn Stößen pro Sekunde. Durch die Stöße untereinander wird das Geschwindigkeitsprofil geglättet. Große Relativgeschwindigkeiten führen zu einer größeren Stoßhäufigkeit und damit zu einem rascheren Abbau von Geschwindigkeitsgradienten. Damit ergibt sich auch ein Zusammenhang zur turbulenten Diffusion der Partikeln (vergl. Kapitel 7.2.2).

In Bezug auf den C_W -Wert stellt Strauss [55] fest, daß sich bei einer Partikelvolumenkonzentration von $2 \cdot 10^{-3}$ der Widerstandsbeiwert erst um 1 % erhöht. Die Konzentrationen in der Brennkammer liegen noch um den Faktor zehn niedriger, damit kann dieser Einfluß vernachlässigt werden.

Verschiedene theoretische und experimentelle Arbeiten be-

schäftigen sich mit der Gas-Partikelbewegung in Rohren oder Kanälen [59, 60, 61]. Hier ist der Wandeinfluß entscheidend. Die Partikeln treffen auf die Wand, führen einen elastischen Stoß aus und entfernen sich auf einer neuen Bahnkurve wieder. Bei der Größe der Abmessungen der Tangentialfeuerung spielt der Wandeinfluß kaum eine Rolle. Wie bei der Erläuterung der Magnuskraft bereits gesagt, sollen Kohlenstaubpartikeln, die die Wand berührt haben, nicht weiter verfolgt werden. Es wäre wohl auch unmöglich, bei der Art der Brennkammerwände einen definierten Reflexionswinkel anzugeben.

Verbrennung

Die einzigen Autoren, die sich mit der Bestimmung des C_W -Wertes von brennendem Staub befaßt haben, sind Crowe et al. [68]. Sie untersuchten einen Reynoldsbereich von 200 bis 1600 und fanden hier eine Abnahme des Widerstandsbeiwertes durch die Verbrennung gegenüber nichtreagierendem Staub. Meistens überwiegt jedoch die Erhöhung des C_W -Wertes gegenüber der Kugel durch Turbulenz-, Partikelrauhigkeit und Partikelrotation. Das Ergebnis ihrer Untersuchungen kommt in der in Abb. 7-3 gegebenen Kurve für brennenden Staub zum Ausdruck.

Das Resümee aus der Untersuchung der Widerstandsgesetze lautet: Bis auf die Verbrennung erhöhen alle genannten Einflußgrößen den C_W -Wert. Da die Widerstandsgesetze für den Staub und den brennenden Staub nur einen Teil des benötigten Reynoldszahlbereiches abdecken, wird die von Kürten [52] vorgeschlagene Beziehung für die Kugel benutzt (Abb. 7-3). Sie gilt von $Re_p = 0,1$ bis 4000. Für Werte der Partikelreynoldszahl von kleiner 0,1 findet das Stokessche Widerstandsgesetz Gl. (7-44) Anwendung. Die notwendigen Änderungen gegenüber dem Widerstandsbeiwert der Kugel werden über einen entsprechenden, äquivalenten Durchmesser erfaßt. Im dimensionslosen Gleichungssystem Gl. (7-38) bis (7-40) kommt dies durch eine Variation der Bahnkennzahl zum Ausdruck.

7.2.2 Turbulente Diffusion der Partikeln

Neben der Erhöhung des Widerstandsbeiwertes übt die Turbulenz einen Einfluß auf die gesamte Partikelbewegung aus. Die Schwankungsbewegung trägt, wie auch beim Gas, zu einer Vergleichmäßigung der Geschwindigkeitsprofile bei.

Die Erfassung dieser "turbulenten Diffusion" ist bei der Lagrangeschen Betrachtungsweise noch unbefriedigend. Da einzelne Partikeln verfolgt werden, kann man den Impulsaustausch der Partikeln untereinander nicht so einfach berücksichtigen wie bei der Eulerschen Betrachtungsweise.

Eine Möglichkeit besteht darin, sehr viele Partikeln zu verfolgen, daraus ein räumliches Konzentrationsfeld zu berechnen und dann die Partikeldiffusion, ähnlich wie bei der Eulerschen Stofftransportgleichung, proportional dem Konzentrationsgradienten zu setzen. Die daraus ermittelte Diffusionsgeschwindigkeit wird der konvektiven Geschwindigkeit zugeschlagen [26, 27]. Die Verfolgung einer genügend großen Zahl von Partikelbahnen ist für dreidimensionale Probleme allerdings sehr aufwendig.

Ein anderer Weg, die Turbulenz zu erfassen, besteht darin die Partikeldiffusion proportional zur Schwankung der Gasgeschwindigkeit zu setzen. Unter Berücksichtigung des Wirbelviskositätsprinzips Gl. (4-43) ergeben sich die Diffusionsgeschwindigkeiten nach Lockwood et al. [24]:

$$U_{PD} = C_{PD} \frac{1}{Re} \cdot \left| \frac{\partial U}{\partial x} \right| \quad (7-49)$$

$$V_{PD} = C_{PD} \frac{1}{Re} \cdot \left| \frac{\partial V}{\partial x} \right| \quad (7-50)$$

$$W_{PD} = C_{PD} \frac{1}{Re} \cdot \left| \frac{\partial W}{\partial x} \right| \quad (7-51)$$

Dabei soll der Koeffizient C_{PD} als richtungsunabhängig an-

gesehen werden.

Man unterstellt bei diesem Ansatz also, daß die Partikeldiffusionsgeschwindigkeiten ein Vielfaches oder ein Bruchteil der Änderung der Gasgeschwindigkeit in der jeweiligen Richtung sind. Die Partikelgeschwindigkeiten werden, um die Partikeldiffusionsgeschwindigkeiten erhöht bzw. erniedrigt, in die Bewegungsgleichungen Gl. (7-38) bis (7-40) eingesetzt.

7.2.3 Entgasung und Verbrennung

Der Durchmesser und die Dichte der Kohlenstaubteilchen ändern sich auf dem Weg durch die Brennkammer infolge der Verbrennung und insbesondere der Entgasung. Das Produkt $\rho_p \cdot d_p$ steht aber im Nenner der Bahnkennzahl Gl. (7-41) und übt so einen Einfluß auf die Widerstandskraft aus. Die Folgen der Verbrennung sind für das mathematische Modell von Interesse, soweit sie die Änderung von $\rho_p \cdot d_p$ und damit die Bahnkurve während eines Partikeldurchlaufs betreffen. Die chemischen Veränderungen, denen das Staubkorn unterliegt und die Höhe der freigesetzten Wärme sollen nicht berechnet werden.

Um zu den notwendigen Informationen für Durchmesser- und Dichteänderung zu gelangen, ist der Verbrennungsvorgang näher zu untersuchen.

Eine gute Vorstellung, welche Veränderungen das Kohlenstaubpartikel während der Verbrennung erfährt, vermittelt Abb. 7-5 [25].

Nach Eintritt in die Feuerung wird das Kohlepartikel in Phase I aufgeheizt und es entgast. Wenn die Zündkriterien erfüllt sind, setzt die homogene und heterogene Verbrennung ein.

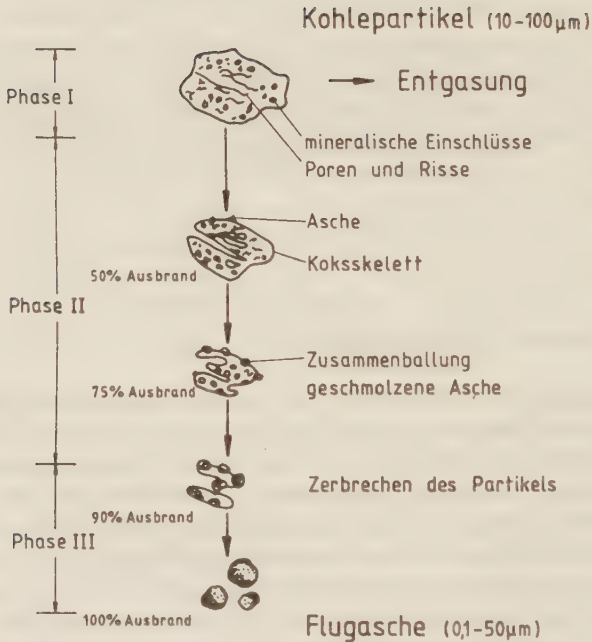


Abb. 7-5: Veränderung des Kohlekorns während der Verbrennung

Aus den meisten Staubpartikeln entsteht in Phase II ein zerbrechliches Koksskelett, welches den mineralischen Einschlüssen und der gebildeten Asche weiterhin Halt gibt.

Eine Ausnahme bilden Kohlepartikeln, die ein plastisches Verhalten aufweisen. Sie schwellen im Laufe der Aufheizung in Phase I an (Blähen) und neigen dazu, Hohlkugeln zu bilden. Die heiße, geschmolzene Asche ballt sich in beiden Fällen während des Abbrandes zunehmend zusammen. Das geschwächte Koksskelett bricht schließlich, fast vollständig ausgebrannt, zusammen (Phase III).

Bei nicht schwellender Kohle entstehen im Durchschnitt drei, bei leicht schwellender Kohle bis zu fünf Bruchstücke. Neben diesen relativ großen Aschepartikeln bildet sich noch Feinstaub kleiner $0,1 \mu\text{m}$, der hier nicht betrachtet werden soll.

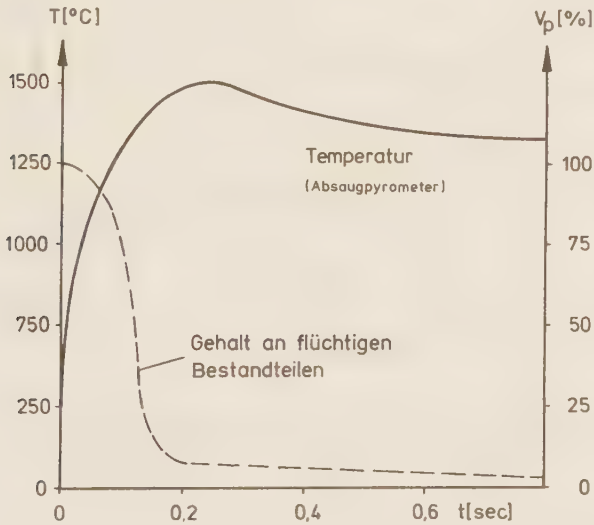


Abb. 7-6: Gehalt an flüchtigen Bestandteilen und Partikeltemperatur als Funktion der Zeit (Steinkohle) [69]

Eine quantitative Abschätzung des Vorganges zeigt, daß die Aufheizung der Kohle auf Brennkammertemperatur in kürzester Zeit erfolgt. Die Aufheizgeschwindigkeiten für Braun- und Steinkohle liegen zwischen 10^5 und 10^6 Grad pro Minute [71, 72, 79].

Abb. 7-6 zeigt den Temperaturverlauf und den Gehalt an flüchtigen Bestandteilen einer Steinkohle in der ersten Phase des Aufenthalts in der Brennkammer [69].

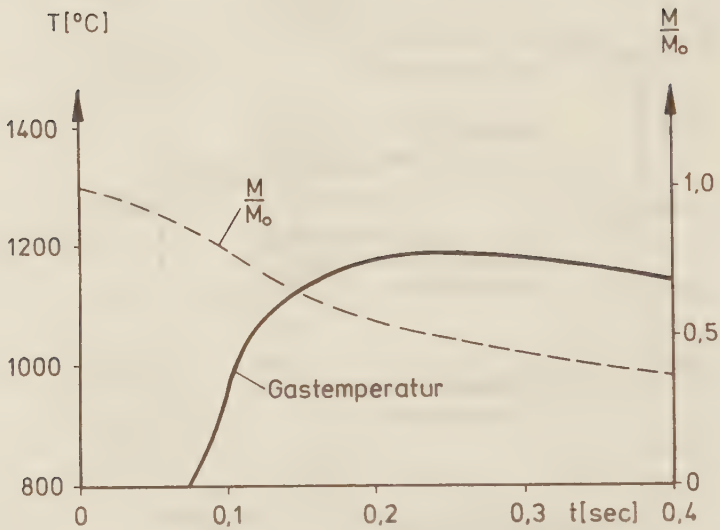


Abb. 7-7: Gastemperatur- und Abbrandverlauf als Funktion der Zeit (Braunkohle) [79]

Willmes [79] führte ähnliche Untersuchungen mit Braunkohle durch. In Abb. 7-7 ist ein von ihm gemessener Gastemperaturverlauf und die Massenabnahme des Kohlekorns in den ersten 0,4 Sekunden nach Brennkammereintritt wiedergegeben. Wie Berechnungen des gleichen Autors erkennen lassen, erreicht die Partikeltemperatur für Kohlenstaub kleiner als $100\text{ }\mu\text{m}$ innerhalb von 0,2 Sekunden das Gastemperaturniveau (Abb. 7-8).

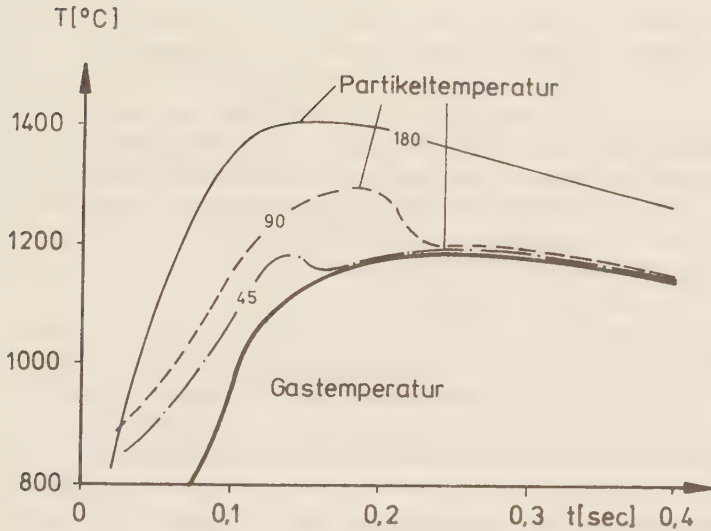


Abb. 7-8: Partikeltemperaturverlauf in Abhängigkeit vom Durchmesser als Funktion der Zeit [79]

Die Betrachtung zeigt, daß in Phase I starke Gradienten für Partikeldichte und -temperatur auftreten. Je nach Kohleart, blähend oder nicht blähend, kann auch eine Durchmesseränderung hinzukommen [74, 75, 80]. Die Phase I ist in der Regel aber nach ca. 0,2 Sekunden abgeschlossen. In der sich anschließenden Phase II verlaufen die genannten Kurven relativ flach.

Diese Beobachtung kommt der Idee der Einströmszelle entgegen. Bei einem 600 bis 700 MW Kraftwerksblock mit einem Brennkammerquerschnitt von 20 m mal 20 m und einer Staubaustrittsgeschwindigkeit von 10 m/s sind die 0,2 Sekunden für das Kohlepartikel gerade am Rand der Einströmszelle verstrichen. Vorausgesetzt, das Rechenetz wurde nicht zu fein gewählt.

Der Hauptteil des Partikelweges durch die Brennkammer betrifft damit die Phase II, wie in Abb. 7-5 beschrieben. Der Abbrand des verbleibenden Kohlenstoffskeletts verursacht eine Dichteabnahme bei nahezu konstantem Durchmesser, bis es in Phase III zum Zerplatzen der Partikeln kommt. Es ergeben sich Korngrößenspektren, die durchgehend kleiner als das aufgegebenes Gut sind. Derartig kleine Partikeln folgen aber der Gasströmung. Eine gesonderte Berechnung hierfür ist nicht erforderlich.

Nachdem die Kohlenstaubpartikeln die Einströmzelle verlassen haben, soll es möglich sein, deren Abbrand zu berücksichtigen. Allerdings sind dazu Gastemperatur, Partikeltemperatur und Sauerstoffpartialdruck in geeigneter Form vorzugeben, da, wie schon mehrfach betont, eine gekoppelte Berechnung von Strömung, Wärmeaustausch und Reaktion in einem Umfang, wie bei einem zweidimensionalen mathematischen Modell, für drei Dimensionen zur Zeit unmöglich erscheint. Die Vorgabe eines Partikeltemperaturverlaufs stellt sich bei einer komplexeren Feuerung aber als problematisch heraus, da nicht bekannt ist, wie lange das Kohleteilchen in welcher Temperaturzone verweilt. Man kann daher höchstens eine mittlere Temperatur annehmen.

Der gewählte, reaktionskinetische Ansatz soll im folgenden geschildert werden:

Setzt man eine Reaktion erster Ordnung voraus, dann ändert sich die Masse proportional zur Reaktionsgeschwindigkeit K_R und zum Sauerstoffpartialdruck P_{O_2}

$$\frac{dm}{dt} = K_R \cdot P_{O_2} \quad (7-52)$$

Je nach Temperatur stellt die chemische Reaktion oder die Diffusion den größeren Widerstand dar.

$$K_R = \frac{1}{\frac{1}{K_{Ch}} + \frac{1}{K_{Ph}}} \quad (7-53)$$

Bei hohen Temperaturen wird aufgrund der schnellen Reaktion die Mischung allein geschwindigkeitsbestimmend. Das Umgekehrte gilt bei niedrigen Temperaturen [111].

Die chemisch kontrollierte Reaktionsgeschwindigkeit kann mit Hilfe eines Arrhenius-Ansatzes beschrieben werden:

$$K_{Ch} = A \exp \left(- \frac{E}{R \cdot T_P} \right) \quad (7-54)$$

In Gl. (7-54) sind A der Frequenzfaktor und E die Aktivierungsenergie.

Die physikalische Reaktionsgeschwindigkeit ergibt sich nach Field [21]

$$K_{Ph} = \frac{D_{O_2-N_2} \cdot M_C \cdot 2}{R \cdot \frac{d_P}{2} \cdot \frac{T_P + T_G}{2}} \quad (7-55)$$

mit

$$D_{O_2-N_2} = D_0 \left(\frac{T_P + T_G}{T_0} \right)^{1,75} \quad (7-56)$$

M_C ist die Molmasse des Kohlenstoffs und R die allgemeine Gaskonstante.

Aus dem so ermittelten Masseverlust kann die Dichteänderung $\Delta \rho$ bestimmt werden:

$$\Delta \rho = \frac{6 \cdot \Delta m}{\pi d_P^3} \quad (7-57)$$

Damit ergibt sich, konstanter Partikeldurchmesser vorausgesetzt, die neue Partikeldichte.

Die notwendigen Daten für die Aktivierungsenergie und den Frequenzfaktor finden sich für Braunkohle bei Willemes [79] und für eine Steinkohle bei Baum und Street [80]. Die Fluidtemperatur wird in Phase II gleich der Partikeltemperatur gesetzt und als konstant angenommen. Der Sauerstoffpartialdruck findet als Funktion des Abbrandes Eingang in die Rechnung.

Zum Abschluß des Kapitels sollen die Annahmen für die Berechnung der Bahnkurven noch einmal zusammengefaßt werden:

Der Startpunkt des Partikels befindet sich am Rand der Einströmzelle, oder ein entsprechend weit abgebranntes Kohlenstaubpartikel wird an der Wand abgeschickt. Das Kohlekorn ist hier:

- aufgeheizt und nahezu vollständig entgast,
- die Zündung hat stattgefunden,
- die Verbrennung der flüchtigen Bestandteile ist fast abgeschlossen,
- der Abbrand des Koksrestes hat begonnen,
- je nach Blähgrad besitzt das Kohlekorn einen Durchmesser, der sich bis zum Zerbrechen des Koksskeletts kaum noch ändert.

Der durchströmte Raum ist so groß, daß die Wände keinen Einfluß auf die Strömung ausüben. Die Relativgeschwindigkeit zwischen den Partikeln und dem Gas ist klein, so daß es aus dieser Hinsicht als inkompressibel angesehen werden kann. Die freie Weglänge des Strömungsmediums ist gering gegenüber den Abmessungen der Partikeln. Die Bruchstücke der zerplatzten Kohlekörner sind so klein, daß sie dem Gasströmungsfeld vollständig folgen.

7.3 Kopplung zwischen Gas- und Partikelströmungsfeld

Das Gas- und das Partikelströmungsfeld sind über Wechselwirkungsterme miteinander gekoppelt. Liegt die Geschwindigkeit des Partikels unter der des Gases, dann erleidet das Gas einen Impulsverlust zugunsten des Partikels. Dieser Impulsaustausch aufgrund der Relativgeschwindigkeit muß durch entsprechende Quellterme in den Gasimpulserhaltungsgleichungen zum Ausdruck kommen. Bei chemischer Reaktion treten ähnliche Quellterme in den Stofferhaltungsgleichungen und in der Energiegleichung auf.

Diese exakte Vorgehensweise erfordert die Verfolgung einer Vielzahl von Partikeln, damit die ganze Brennkammer mit Partikeltrajektorien überdeckt ist und die Quellterme so berechnet werden können.

Neben dem hohen Rechenzeitbedarf, um diese Menge an Bahnkurven im dreidimensionalen Raum zu ermitteln, darf man auch den Speicherplatzbedarf für die Quellfelder (pro Erhaltungsgleichung ein dreidimensionales Quellfeld) nicht unterschätzen.

Außer dieser exakten Berechnungsweise gibt es aber auch zwei Näherungsverfahren.

Zum einen können anstelle der Impulsgleichungen für das Gasströmungsfeld die Erhaltungsgleichungen für das Gas-Staubgemisch gelöst werden, in denen keine Wechselwirkungsterme auftauchen [68]. Die Partikelbahnkurven bestimmt man dann mit der mittleren Geschwindigkeit des Gemisches.

Zum anderen besteht die Möglichkeit, die Gasimpulserhaltungsgleichungen ohne Quellterme zu berechnen und, basierend auf diesen Geschwindigkeiten, den Partikelweg zu ermitteln.

In der Brennkammer ist die Partikelgeschwindigkeit üblicher-

weise kleiner oder gleich der Gasgeschwindigkeit. Damit übergibt das Gas in der Regel Impuls an die Partikeln. Im Falle der ersten Näherung bedeutet dies, daß die exakte Geschwindigkeit der Mischung etwas kleiner als die Gasgeschwindigkeit wäre. Entsprechend würden die Partikelbahnkurven mit etwas zu kleinen Fluidgeschwindigkeiten bestimmt. Im Falle der zweiten Näherung würden die Partikelgeschwindigkeiten mit Gasgeschwindigkeiten berechnet, die etwas zu hoch liegen, da sie den Impulsverlust an die Partikeln nicht berücksichtigen.

Eine Näherung in einer der beiden Formen ist nicht mehr zulässig, wenn die Relativgeschwindigkeiten oder die Beladung zu hoch werden. Beides trifft für die Tangentialfeuerung außerhalb der Einströmzelle nicht zu.

In Anbetracht dessen, daß man mit den Fluidgeschwindigkeiten auch noch die Stofferhaltungsgleichungen lösen muß, wurde die erste Näherung gewählt, da diese für Impuls-, Stoff- und Energieerhaltungsgleichungen exakte Ergebnisse liefert. Der Fehler tritt nur bei der Berechnung des Partikelweges auf und äußert sich dort in Form etwas zu niedriger Fluidgeschwindigkeiten. Die Fluidichte ist in den Berechnungen für diesen Fall durch die Gemischdichte zu ersetzen.

7.4 Lösung der Partikelbewegungsgleichungen

Zur Lösung der Bilanzgleichungen (7-38) bis (7-40) dient ein einfaches Differenzenverfahren. Die Differentiale

$\frac{dU_p}{d\tau}$, $\frac{dV_p}{d\tau}$ und $\frac{dW_p}{d\tau}$ werden durch Vorwärtsdifferenzen ersetzt.

In den so entstandenen Differenzengleichungen tauchen dann jeweils die alte und die neue Partikelgeschwindigkeit auf (Exponent n bzw. $n+1$). Löst man jeweils nach der neuen Partikelgeschwindigkeit auf, dann erhält man die folgenden Bestimmungsgleichungen für U_p^{n+1} , V_p^{n+1} , W_p^{n+1} :

$$U_P^{n+1} = \Delta \tau_P \left[(U_R(U - U_P^n) \cdot B \cdot C_W + \frac{2}{R^2} \hat{W}_t \cdot \hat{W}_r (Y_P - Y_M) + \frac{1}{R^2} \hat{W}_t^2 (X_P - Y_M) \right] + U_P^n \quad (7-58)$$

$$V_P^{n+1} = \Delta \tau_P \left[(U_R(V - V_P^n) \cdot B \cdot C_W + \frac{2}{R^2} \hat{W}_t \cdot \hat{W}_r (X_P - X_M) + \frac{1}{R^2} \hat{W}_t^2 (Y_P - Y_M) \right] + V_P^n \quad (7-59)$$

$$W_P^{n+1} = \Delta \tau_P \left[(U_R(W - W_P^n) \cdot B \cdot C_W - \frac{1}{Fr^2} \right] + W_P^n \quad (7-60)$$

Die Fluidgeschwindigkeiten U , V , W entstammen einem vorherberechneten Gasströmungsfeld. Eine feine, zeitliche Diskretisierung ist notwendig, damit der Partikelweg nicht vom Zeitschritt $\Delta \tau_P$ abhängt.

$\Delta \tau_P$ wird bei den Berechnungen etwa zehn mal kleiner als der Zeitschritt $\Delta \tau$ für die Berechnung des Gasgeschwindigkeitsfeldes gewählt.

8. Anwendung des Superpositionsprinzips für den Brennernahbereich

Die Berechnung der Strömung und Mischung im Brennernahbereich, der durch die sogenannte Einströmzelle abgegrenzt wird, (vergl. Abschnitt 6.6), soll nicht in die globale Brennkammerberechnung einbezogen werden. Unter den Verfahren, die sich bei der hybriden Berechnung für den Brennernahbereich anbieten, stellt das von Kremer [109] vorgestellte Superpositionsprinzip für turbulente Freistrahlen eine elegante Lösungsmethode dar. Gerade starke Gradienten der Strömungsgrößen und komplizierte Düsengeometrien schränken die Lösungsmöglichkeit nicht ein. Allerdings darf noch keine Beeinflussung durch die Hauptströmung erfolgen. Der Strahlcharakter der Strömung muß gewahrt sein.

Das Verfahren basiert auf den von Kremer hergeleiteten Beziehungen für den Ähnlichkeitsbereich turbulenter, nicht verdrahter Freistrahlen [112].

Dabei wird das System nichtlinearer, partieller Differentialgleichungen Gl. (4-2) bis (4-5) unter Zugrundelegung der Freistrahbedingungen: konstantes Druckfeld und vernachlässigbare Zähigkeitskräfte, vereinfacht. Führt man noch die Reichardtsche Turbulenzhypothese ein, so erhält man ein System linearer, partieller Differentialgleichungen, für das Kremer eine analytische Lösung angibt.

Die Theorie der linearen, partiellen Differentialgleichungen erlaubt aber die Superposition von Partikularlösungen, um zu Lösungen der Differentialgleichungen selbst zu gelangen.

Damit ist es möglich, daß Düsen und Brenner durch flächengleiche Elementardüsen ersetzt werden. Die Lösung der Beziehungen für diese Einzeldüsen führt dann durch Überlagerung zur Impuls- und Stoffstromdichteverteilung des ursprünglichen Strahles.

Auf diese Weise kann zum einen der Ähnlichkeitsbereich, für den diese Lösungen nur gelten, näher an die Eintrittsebene gerückt werden. (Der Ähnlichkeitsbereich beginnt bei ca. acht bis zehn Düsendurchmessern).

Zum anderen besteht die Möglichkeit, komplexe, auch aus rechteckigen Düsen aufgebaute, parallele Strahlsysteme unter Freistrahbedingungen zu berechnen. Beides ist im Brennernahbereich der Tangentialfeuerung für die Ermittlung der Impuls- und Stoffstromdichteverteilung erwünscht.

Kremer führte Vergleiche zu Messungen durch [109] und konnte eine gute Übereinstimmung feststellen.

Die entsprechenden Berechnungsgleichungen lauten für die Impulsstromdichte:

$$\frac{\rho u^2}{(\rho u^2)_{om}} = \sum_{j=1}^n \frac{1}{4 \cdot c_i^2 \left(\frac{x-x_j}{d_j}\right)^2} \exp \left[-\frac{1}{c_i^2} \frac{(y-y_j)^2 + (z-z_j)^2}{(x-x_j)^2} \right] \quad (8-1)$$

und für die Kohlenstaubmassenstromdichte:

$$\frac{\rho u x}{(\rho u x)_{om}} = \sum_{j=1}^n \frac{1}{5,38 \cdot c_i^2 \left(\frac{x-x_j}{d_j}\right)^2} \exp \left[-\frac{1}{1,35 c_i^2} \frac{(y-y_j)^2 + (z-z_j)^2}{(x-x_j)^2} \right] \quad (8-2)$$

Man erkennt, daß die Beziehungen die Berechnung dreidimensionaler Verteilungen erlauben. In Abweichung zu der bisher verwendeten Bezeichnung weist x in Strahlrichtung und y bildet die dazu senkrechte Achse. Die Definition der z -Koordinate bleibt unverändert. Die Lage der jeweiligen Elementardüsen j mit dem Durchmesser d_j wird durch die Koordinaten x_j , y_j und z_j beschrieben. Der Impulsaustauschkoeffizient c_i hängt vom Dichteverhältnis zwischen Freistrah- und Umgebungsfluid ab [112].

Die Superpositionsvorschrift gilt wohlgemerkt für Impuls- und Stoffstromdichte und nicht für Geschwindigkeiten und Konzentrationen.

Bei den Berechnungen wird der kalten, isothermen Strömung die heiße reagierende Strömung gegenübergestellt. Der Einfluß der Reaktion im zweiten Fall und die daraus resultierende Dichteänderung soll durch, nach der Regel von Thring/Newby [82], vergrößerte Düsenöffnungen berücksichtigt werden. Dabei wird der Impuls des heißen Strahls gleich dem des kalten gesetzt. Bleibt die Masse konstant, dann muß sich daraus eine Vergrößerung der Brennerquerschnittsfläche ergeben.

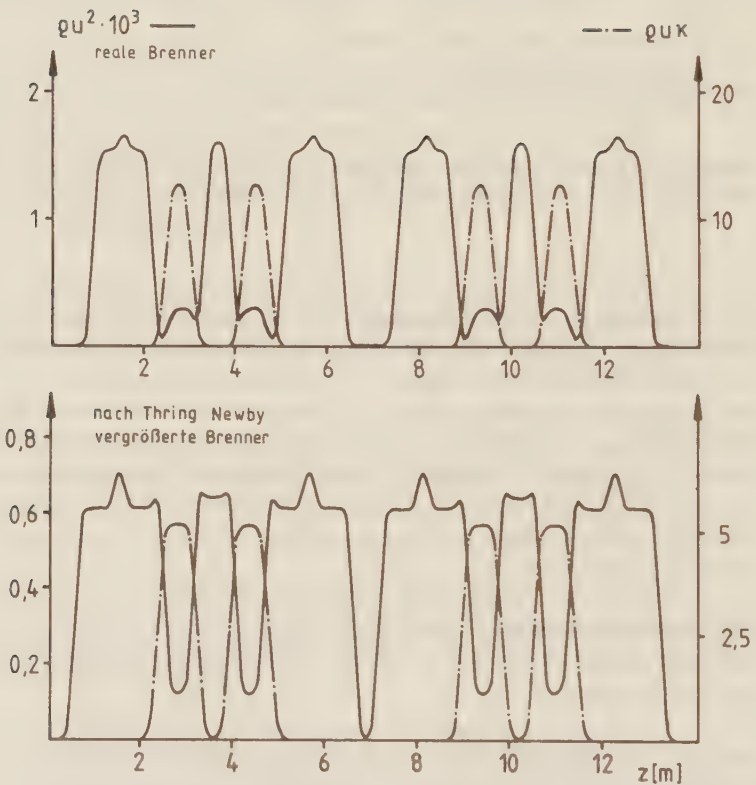


Abb. 8-1: Impulsstromdichte und Kohlenstaubmassenstromdichte für $x = 2$ m bei der Eckenfeuerung (zwei Brennerlagen)

In Abb. 8-1 sind die Impulsstromdichte und die Kohlenstaubmassenstromdichte für zwei Brennergruppen der Eckenfeuerung in einer Entfernung x von zwei Metern vom Brennermund dargestellt. Der obere Bildteil zeigt die Verteilungen für die kalte Strömung, der untere die Verteilungen für die nach

Thring/Newby erweiterten Düsenöffnungen. Die geometrischen Daten der Brennermatritzen und die Eintrittsgeschwindigkeiten finden sich im Anhang.

Die Rechnungen wurden mit Elementardüsendurchmessern von 0,1 bzw. 0,15 m durchgeführt.

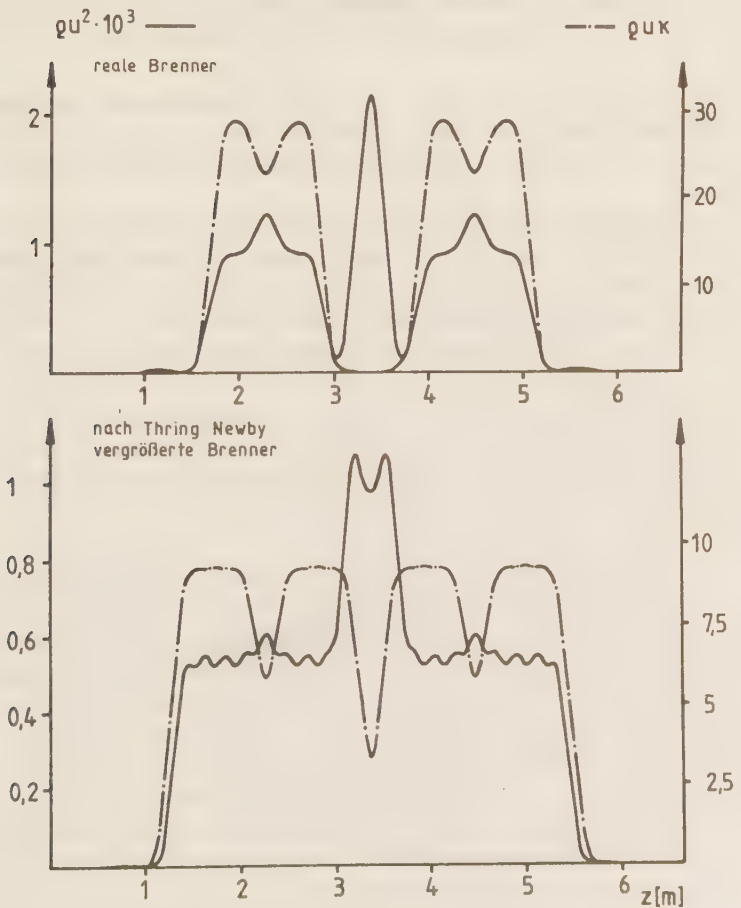


Abb. 8-2: Impulsstromdichte und Kohlenstaubmassenstromdichte für $x = 2$ m bei der Seitenfeuerung (eine Brennerlage)

In Abb. 8.2 sind die gleichen Größen für eine Brennergruppe der Seitenfeuerung dargestellt. Aufgrund des größeren Abstandes der Brennerebene bei der Seitenfeuerung tritt bei $x = 2 \text{ m}$ noch keine Überschneidung der Verteilungen der Brennerebenen untereinander auf. Daher braucht auch nur eine Ebene betrachtet zu werden. Der Elementardüsendurchmesser entspricht gerade dem Durchmesser der Kernluftdüsen, also $0,12 \text{ m}$ für die isotherme Strömung und $0,19 \text{ m}$ für die nach Thring und Newby erweiterten Öffnungen.

Die in den Abb. 8-1 und 8-2 aufgetragenen Impuls- und Stoffstromdichten sind auf der Symmetrieachse der Brennermatrizen ($y = 0$) berechnet worden. Sie stellen daher Maximalwerte dar.

- Man erkennt, daß die Profile der reagierenden Strahlen nach zwei Metern schon stark vergleichmäßig sind. Dies trifft allerdings nicht für die kalte Strömung zu. Ein Vergleich zwischen Ecken- und Seitenfeuerung zeigt, daß sich aufgrund der verschieden aufgebauten Brennermatrizen eine unterschiedlich starke Mischung zwischen Kohlenstaub und Sekundärluft im brennernen Bereich ergibt. Die zusätzlichen Kernluftdüsen bei der Braunkohlenseitenfeuerung führen zu einer schnelleren Vergleichmäßigung von Impuls- und Stoffstromdichte als bei der Eckenfeuerung.

Im Bezug auf die globale Brennkammerberechnung kann als Ergebnis der Untersuchungen für den Brennerbereich festgehalten werden, daß die Profile der reagierenden Strahlen am Rand der Einströmzelle nahezu konstant verlaufen. Die Massenstromdichteverteilung der Eckenfeuerung weist allerdings zwischen zwei Brennerebenen einen deutlichen Abstand auf. Bei der Seitenfeuerung werden demgegenüber sowohl Impulsstromdichte- als auch Massenstromdichteverteilung durch die größere Distanz der Brennerebenen unterbrochen. Außerdem ruft hier die Zwischenluft eine Impulsspitze in der Mitte einer jeden Brennergruppe hervor.

Insgesamt scheint die Vorgehensweise nach Abschnitt 6.6 mit den Annahmen für die Einströmzelle aber gerechtfertigt, wenn man diese Effekte berücksichtigt.

Wird eine höhere Genauigkeit gewünscht, z.B. die Auflösung der Impulsspitzen und der verbleibenden Strahlabstände bei der Eckenfeuerung, dann muß die Zellteilung in z-Richtung halbiert werden. Es ist dann möglich, auch Stufungen innerhalb einer Brennebene zu erfassen. Aufgrund des hohen Rechenaufwandes wurde bei den im nachfolgenden Kapitel vorgestellten Berechnungen aber davon abgesehen.

9. Beispielrechnungen

9.1 Querangeströmter, runder Freistrah

Um eine Aussage über die Zuverlässigkeit des entwickelten, mathematischen Modells machen zu können, ist ein Vergleich zu Meßwerten unumgänglich. Ein Problem besteht darin, daß von ausgeführten Tangentialfeuerungen weder gemessene Geschwindigkeits- noch Konzentrationsfelder vorliegen.

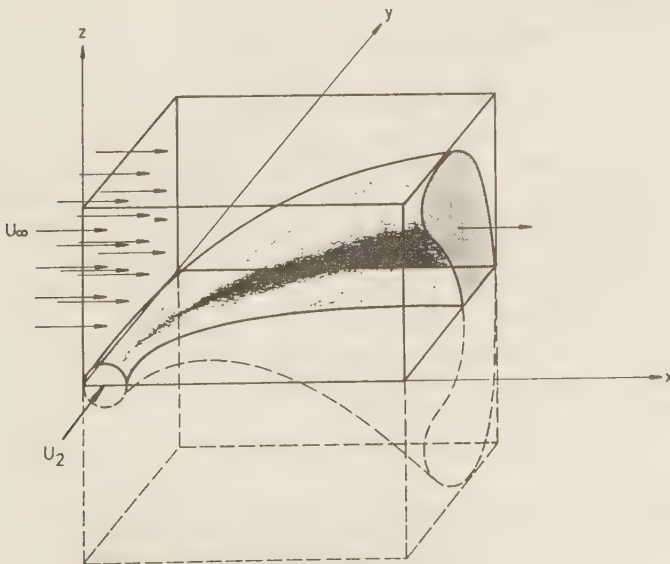


Abb. 9-1: Querangeströmter, runder Freistrah

Daher soll dieser Vergleich an einer anderen dreidimensionalen Strömung vorgenommen werden. Als Vergleichsobjekt wurde der runde Strahl in Querströmung herangezogen (Abb. 9-1). Wie Abb. 9-2 zeigt, stellt er ein wichtiges Detail der Drehströmung in der Tangentialfeuerung dar. Wird dies genügend genau wiedergegeben, so kann man davon ausgehen, daß das Berechnungsverfahren auch für die Strömung in der betrachteten Brennkammer vernünftige Ergebnisse liefert.

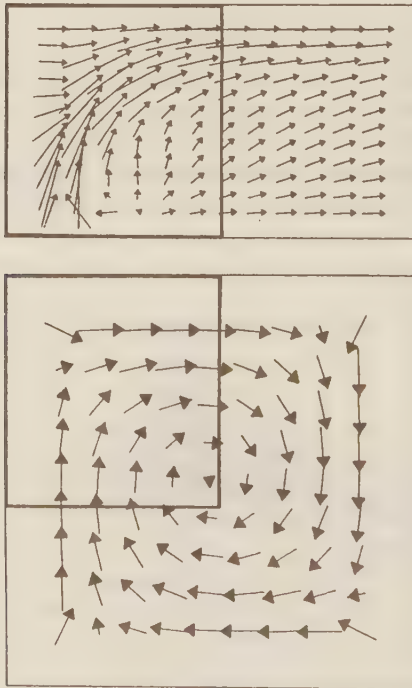


Abb. 9-2: Vergleich des Strömungsverlaufs der Tangentialfeuerung mit dem des querangeströmten, runden Freistrahls

Die Rechnungen wurden mit einer Zahl von $14 \times 14 \times 8$ Zellen durchgeführt. Die dimensionslose Zellbreite, -länge und -höhe betragen:

$$\Delta X = 0,44 \quad ; \quad \Delta Y = 0,25 \quad \text{und} \quad \Delta Z = 0,44 \quad .$$

Die gewählte effektive Reynoldszahl ist gleich 30.

In Abb. 9-3 sind die gemessenen und berechneten Strahltrajektorien in der X-Y-Ebene wiedergegeben.

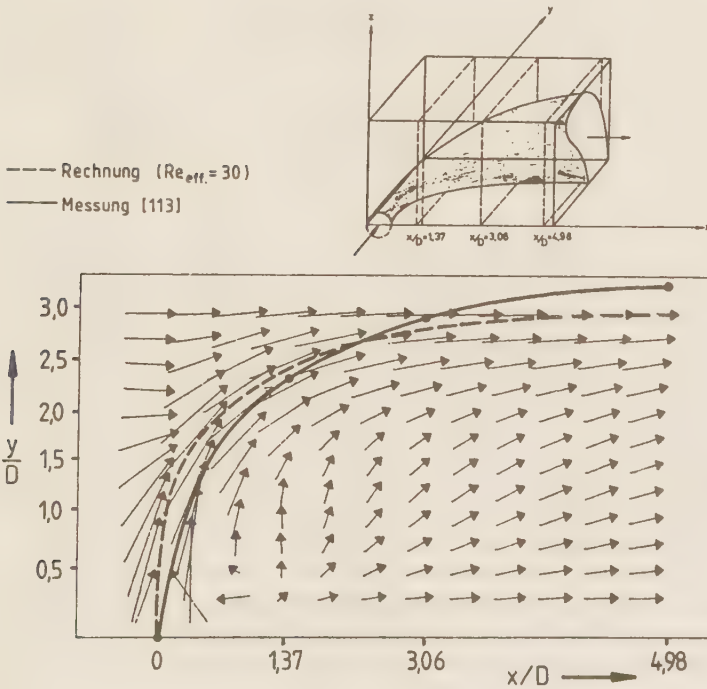


Abb. 9-3: Vergleich zwischen berechneten und gemessenen Strahltrajektorien für $z = 0$

Die Meßwerte stammen von Ramsey und Goldstein [113] und gelten für ein Impulsverhältnis von $M = 2$.

Das Impulsverhältnis ist dabei wie folgt definiert

$$M = \frac{\rho_2 \cdot u_2}{\rho_\infty \cdot u_\infty} \quad (9-1)$$

In Gl. 9-1 stellen ρ_2 und u_2 die Dichte und die Geschwindigkeit des Querstrahls, ρ_∞ und u_∞ die entsprechenden Größen der Hauptströmung dar.

Neben den Strahltrajektorien werden auch die berechneten Geschwindigkeitsprofile in der X/Y Ebene für $X/D = 1,37$, $3,06$ und $4,98$ den Messungen gegenübergestellt. Interessanterweise besteht hier die Möglichkeit nicht, nur mit den Meßwerten von Ramsey und Goldstein [113], sondern auch mit berechneten Werten von Patankar [114] zu vergleichen (Abb. 9.4).

Patankar verwendete bei seinen Berechnungen das k- ϵ Turbulenzmodell mit den Standardkoeffizienten. Man erkennt, daß die Genauigkeit trotz des wesentlich aufwendigeren Turbulenzmodells nicht größer als bei dem eigenen Verfahren ist, das mit der konstanter Wirbelviskosität arbeitet. Für das k- ϵ Turbulenzmodell spricht nur, daß im Prinzip keine Parameteroptimierung notwendig sein sollte.

Ramsey und Goldstein haben darüber hinaus das Temperaturfeld eines leicht erhitzten Querstrahls ausgemessen. Eigene Berechnungen mit einer effektiven Prandtl-Zahl von $Pr = 1$ ergeben für die Isothermen die gleiche nierenförmige Gestalt, wie sie sich auch aus den Messungen ergibt. In Abb. 9-5 sind auf der rechten Seite die gemessenen Isothermen und auf der linken Seite die berechneten aufgetragen.

Die Übereinstimmung kann in Anbetracht der komplexen Strömungskonfiguration als befriedigend bezeichnet werden.

Impulsverhältnis $M=2$

- o—o Messung [113]
 x—x eigene Rechnung ($Re_{eff} = 30$)
 --- Rechnung k- ϵ Turbulenzmodell [114]

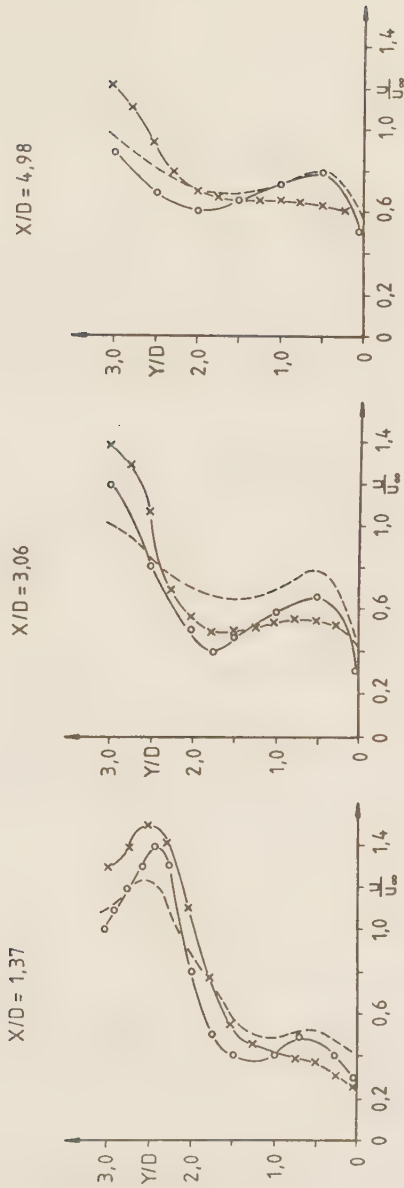


Abb. 9-4: Vergleich gemessener und berechneter Geschwindigkeitsprofile für den querangeströmten Freistrah

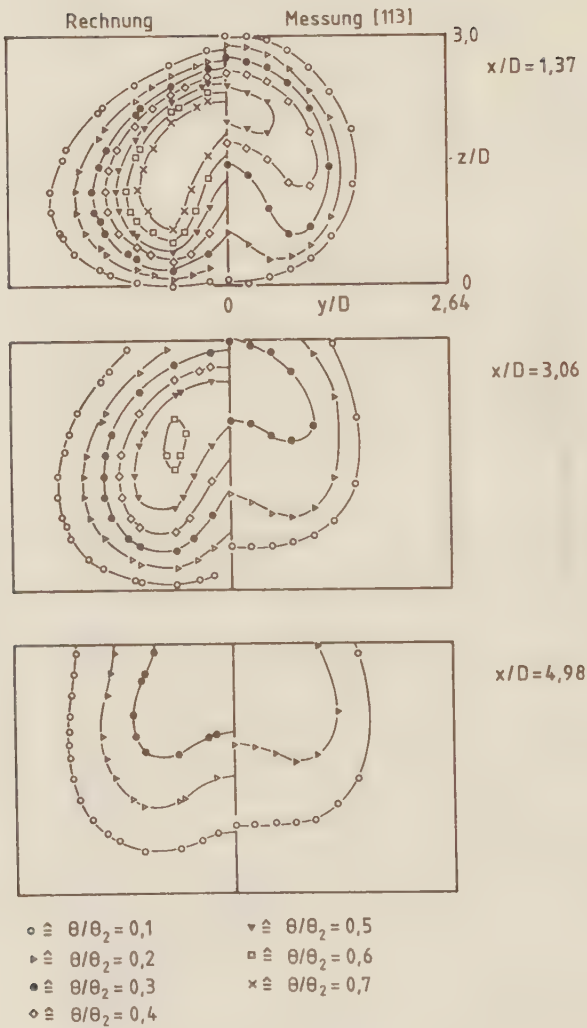
Impulsverhältnis $M = 2$ 

Abb. 9-5: Vergleich gemessener und berechneter Isothermen für den querangeströmten Freistrah

Die zugehörigen Isothermen in der X, Y Ebene zeigt Abb. 9-6. Die Hauptströmung erfolgt von links nach rechts, der Querstrahl tritt im Bild unten links ein.

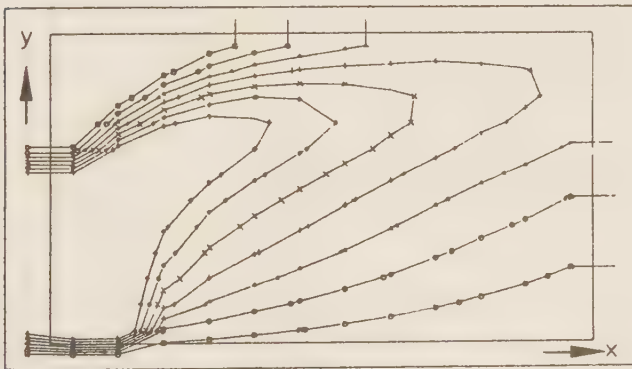
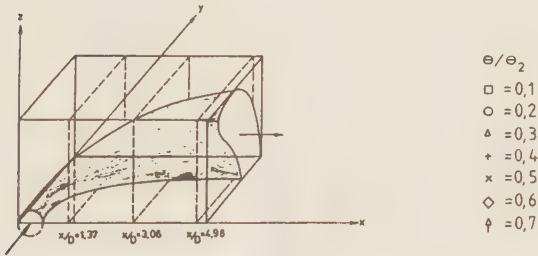


Abb. 9-6: Berechneter Isothermenverlauf in der X, Y Ebene ($Z = 0$)

9.2 Eckenfeuerung

Die der Berechnung der Eckenfeuerung zugrunde liegenden Daten finden sich im Anhang. Das Differenzennetz besteht aus $11 \times 11 \times 14$ Zellen. Die dimensionslose Zellteilung beträgt:

$$\Delta X = \Delta Y = 1 \quad \text{und} \quad \Delta Z = 2$$

Eine Vorstellung über die Fähigkeit des mathematischen Modells, instationäre Vorgänge zu simulieren, vermitteln Abb. 9-7 und 9-8.

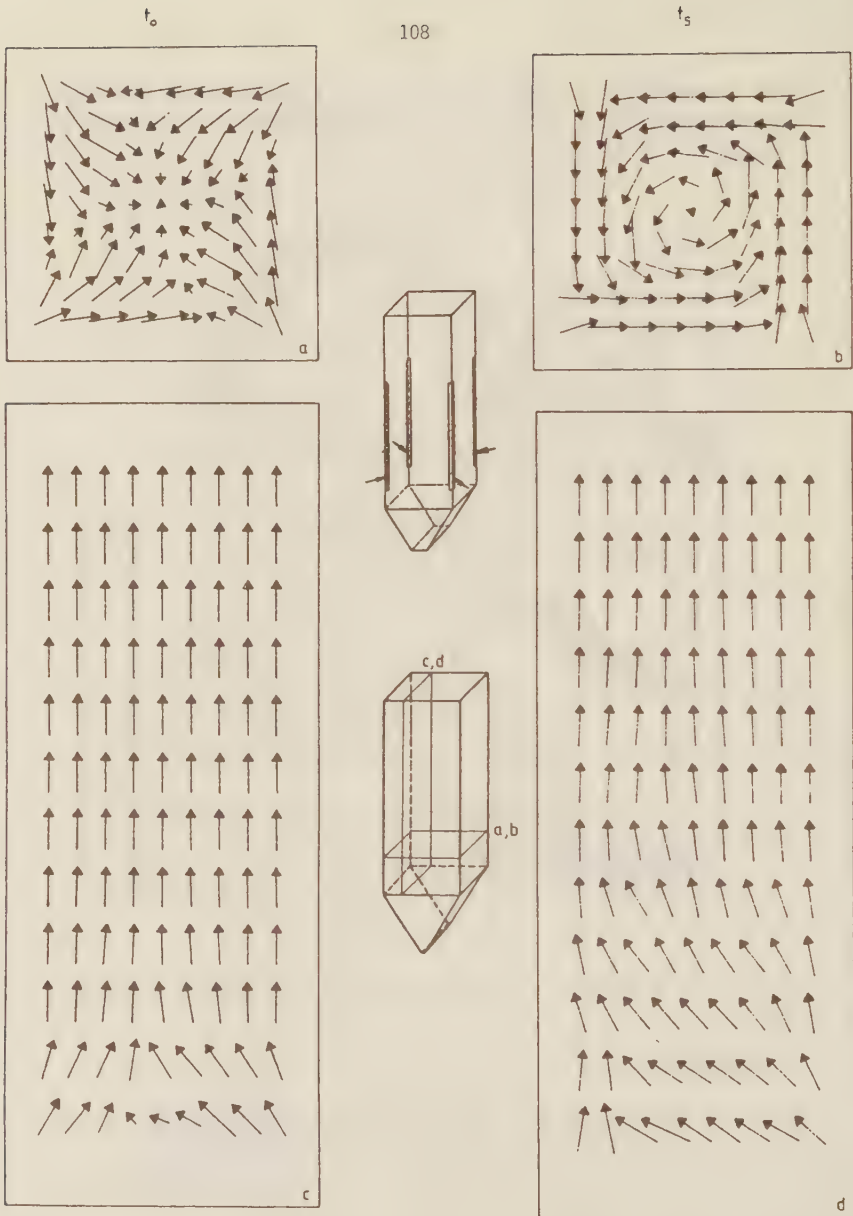


Abb. 9-7: Geschwindigkeitsfelder während des Anlaufens der Drehströmung

Bei diesem Beispiel wird nur die unterste Brennebene durchströmt. Der Eintrittsimpuls liegt niedrig ($Re_{eff} = 10$), und die Brenner sind leicht nach oben geneigt ($\phi = 10^\circ$). Das Fluid in der Brennkammer befindet sich zum Zeitpunkt t_0 in Ruhe. Die Entstehung des Wirbels, nach Einsetzen der Strömung, ist deutlich zu sehen. Es stellt sich nicht, wie zu erwarten, sofort die Drehströmung ein (Abb. 9-8).

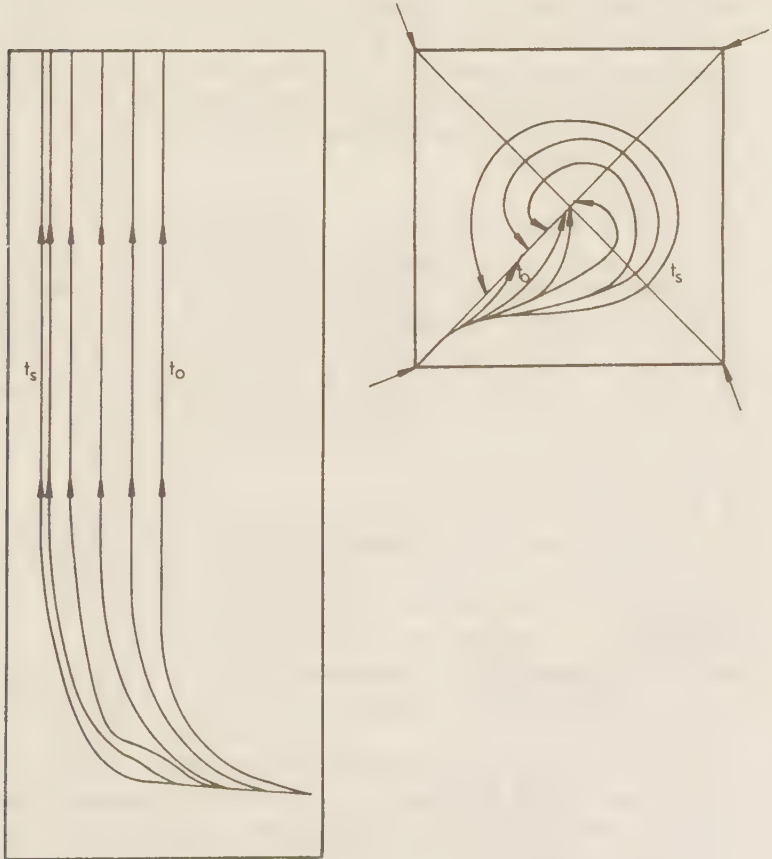


Abb. 9-8: Stromlinienverlauf als Funktion der Zeit

Die Strahlen treffen vielmehr erst, wie bei einer Punktfeuerung, in der Brennkammermitte aufeinander. Das Gas strömt dann von dort nach oben ab. Erst mit wachsender Einschalt-dauer bildet sich die Drehströmung aus. Aufgrund dieser Erkenntnisse wurden Versuche an einem kleinen, zylindrischen Plexiglasmodell, mit gleichmäßig über den Umfang verteilten Düsen, durchgeführt. An den Düsen waren dünne Fäden angebracht, deren Länge etwa dem Zylinderradius entsprach. Nach Einschalten des Gebläses richteten sich die freien Enden der Fäden erst zum Mittelpunkt des Zylinders aus, um dann langsam nach außen zu wandern und der Drehströmung zu folgen. Die Beobachtungen bei der Rechnung konnten durch diesen Versuch also bestätigt werden.

Abb. 9-9 zeigt das stationäre Strömungsfeld in der Eckenfeuerung. Im Vergleich zum vorangegangenen Beispiel ist der Brennkreis aber kleiner ($\gamma = 40,5^\circ$) und die effektive Reynoldszahl größer ($Re_{eff} = 30$, die tatsächliche Reynoldszahl liegt in einer Tangentialfeuerung in der Größenordnung 10^5 bis 10^6). Die Brenner sind nicht geneigt, sondern horizontal ausgerichtet. Auftriebseffekte werden bei dieser Berechnung nicht berücksichtigt.

Es stellt sich ein sehr gleichmäßiges Drehfeld ohne Sekundärwirbel ein (vergl. dazu Abschnitt 9.3). Daran ändert auch eine Reduzierung des Eintrittsimpulses nichts. Die Strömung in der Brennkammermitte ist streng nach außen gerichtet. Der Vertikalschnitt durch die Feuerung in Abb. 9-9 verdeutlicht die Umlenkung der Brennerstrahlen von der horizontalen in die vertikale Richtung.

Die berechneten Konzentrationsfelder (Abb. 9-10) sollen Anhaltswerte für den Mischungsverlauf in der Brennkammer ohne chemische Reaktion geben. Die Anfangs(massen)konzentration in der Einströmzelle beträgt 50 Prozent. Die effektive Schmidtzahl wurde gleich 0,7 gesetzt. Die Lücken im Verlauf der Eintrittskonzentration wurden entsprechend den Ergebnissen aus Kapitel 8 berücksichtigt. Für die Rechnungen mit Auftrieb erhielt die zweite Stoffkomponente eine andere Dichte als die

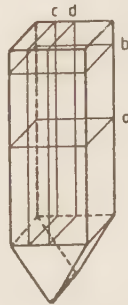
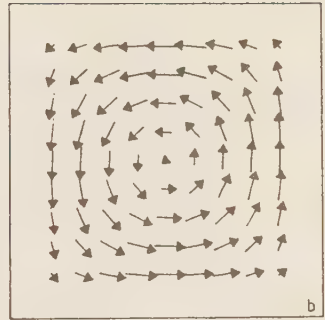
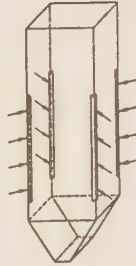
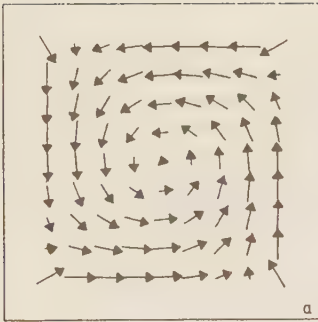
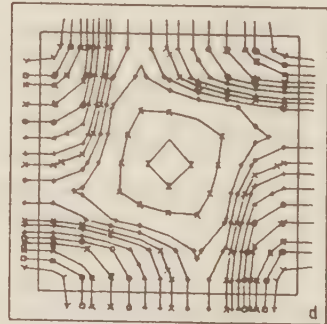
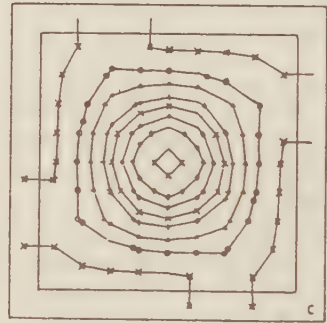
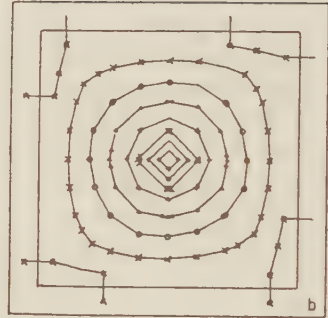
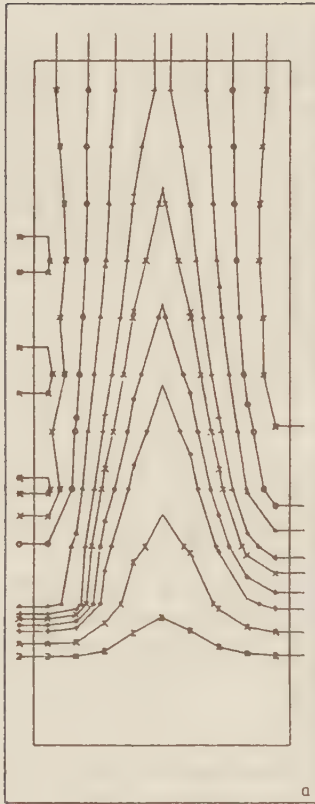


Abb. 9-9: Stationäres Strömungsfeld in der Eckenfeuerung



$z = 0,200$
 $\times = 0,250$
 $\uparrow = 0,300$
 $\diamond = 0,325$
 $\times = 0,350$
 $+ = 0,370$
 $\Delta = 0,400$
 $\circ = 0,425$
 $\Upsilon = 0,450$
 $\ast = 0,470$
 $\square = 0,480$
 $\gamma = 0,490$

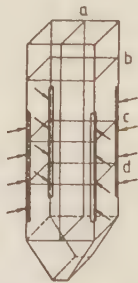


Abb. 9-10: Konzentrationsfelder in der Eckenfeuerung

erste. In Abhängigkeit vom Mischungsfeld stellen sich dann entsprechende Auftriebskräfte ein.

Die Konzentrationsfelder in Abb. 9-10 weisen eine sehr gleichmäßige Mischung auf, was auf den über der Höhe kontinuierlichen Eintrittsimpuls zurückzuführen ist (vergl. dazu Abschnitt 9.3 Seitenfeuerung).

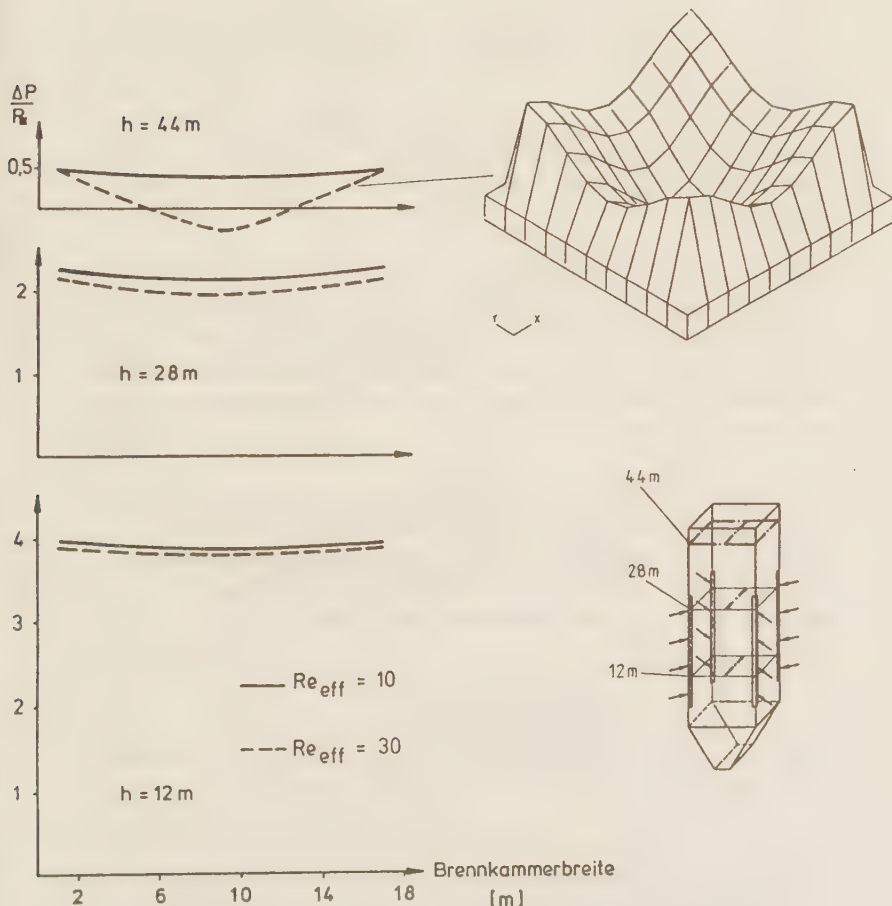


Abb. 9.11: Druckverteilung in der Eckenfeuerung

Die Konzentration liegt in der Brennkammermitte niedriger als außen. Danach wird die Feuerwalze in etwa die Form eines Hohlkegels haben.

Abb. 9-11 zeigt die berechnete dimensionslose Druckverteilung (in Höhen von 12 m, 28 m und 44 m) in Abhängigkeit von der effektiven Reynoldszahl.

Für $Re_{eff} = 30$ ist die gesamte Druckverteilung kurz vor Eintritt in die Überhitzerheizfläche in Abb. 9-11 oben rechts wiedergegeben.

Neben einem Druckabfall über der Höhe kann bei hohem Eintrittsimpuls ($Re_{eff} = 30$) auch eine Druckabsenkung in der Mitte beobachtet werden. Diese tritt bei $Re_{eff} = 10$ kaum sichtbar auf.

Eine weitere Steigerung der Reynoldszahl würde zu einem noch stärkeren Druckabfall in der Brennkammermitte führen und als Folge würde sich eine innere Rezirkulationszone einstellen. Rechnungen für diese Fälle wurden nicht durchgeführt, da bei ausgeführten Feuerungen eine derartige Rückströmung nicht zu beobachten ist.

Um die Auswirkung der verschiedenen Einflußgrößen auf das Strömungsfeld auch bei der dreidimensionalen Strömung übersichtlich darstellen zu können, wurde der Drallgrad berechnet und über der Brennkammerhöhe aufgetragen. Der Drallgrad ist folgendermaßen definiert [115]:

$$\delta = \frac{\int_0^R W U \cdot r^2 dr}{R \int_0^R W^2 r dr} \quad (9-2)$$

Der statische Druck wird dabei nicht mit einbezogen. Den in Gl. (9-2) auftauchenden Radius setzt man für quadratische Feuerraumquerschnitte gleich der halben Brennkammerbreite. Falls Brennkammerbreite und -länge sich voneinander unter-

scheiden, wird die Hälfte des Mittelwertes aus beiden Größen zur Bestimmung des Drallgrades herangezogen. W und U sind Axial- und Tangentialgeschwindigkeit, bezogen auf die Rotationsachse. Mit r wird der laufende Radius bezeichnet. Bei bekanntem Gasströmungsfeld kann die notwendige Iteration numerisch erfolgen.

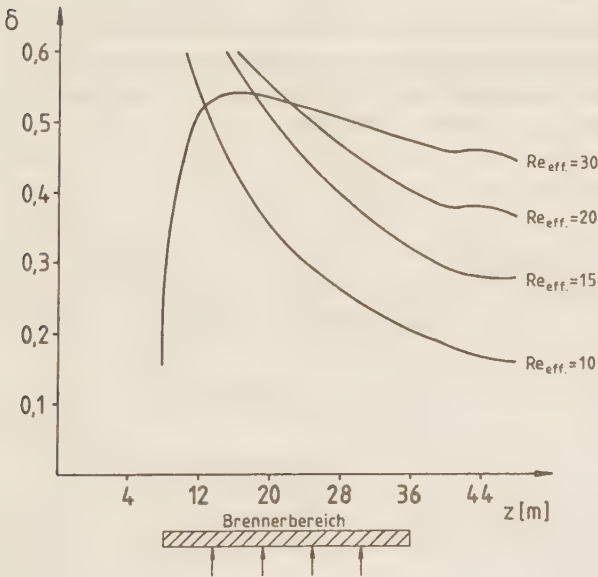


Abb- 9-12: Verlauf des Drallgrades über der Brennkammerhöhe

Abb. 9-12 zeigt den Verlauf des Drallgrades über der Brennkammerhöhe Z für verschiedene effektive Reynoldszahlen und damit für unterschiedliche Lastzustände. (Das Nullniveau für die Höhe Z liegt oberhalb des Aschetrichters).

Die Brenner sind horizontal ausgerichtet und der Brennkreis blieb im Vergleich zum letzten Beispiel unverändert. Man erkennt, daß der Drallgrad bei hoher Reynoldszahl nahezu

konstant verläuft. Mit sinkender Reynoldszahl gewinnt die axiale Abströmung an Bedeutung. Dadurch sinkt auch der Drallgrad. Dies gilt nicht für die unteren Brennebenen, hier nimmt der Drallgrad bei niedrigem Eintrittsimpuls noch sehr hohe Werte an. Bei höheren Reynoldszahlen baut sich zwar insgesamt ein gleichmäßigeres Drehfeld auf, aber kurz vor Eintritt in die Überhitzerheizflächen ist noch ein geringfügiger Anstieg des Drallgrades festzustellen. Dies kann darauf zurückgeführt werden, daß sich bei der Eckenfeuerung oberhalb der Brennermatrizen ein Bereich reduzierter Axialgeschwindigkeit ausbildet. Bei gleich bleibendem Drehimpuls erhöht sich damit der Drallgrad.

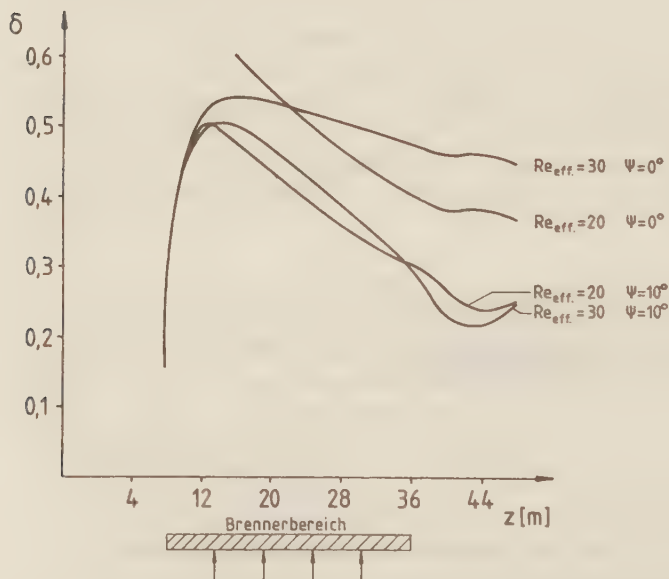


Abb. 9-13: Einfluß der Brennerneigung auf den Drallgrad

Für leicht nach oben geneigte Brenner ($\psi = 10^\circ$) läßt sich im gleichen Bereich ein stärkeres Absinken des Drallgrades beobachten (Abb. 9-13). Eine Analyse der Geschwindigkeits-

felder zeigt, daß aus dem Gebiet verringerter Axialgeschwindigkeit eine kleine Rezirkulationszone entstanden ist. Da der Betrag der Axialgeschwindigkeit bei der Ermittlung des Drallgrades eingeht, werden negative und positive Geschwindigkeiten in Z-Richtung gleichermaßen aufsummiert. Damit gewinnt der Axialimpuls an Gewicht und führt zu einer Reduzierung des Drallgrades.

Unabhängig von diesem Effekt ergibt sich durch einen positiven Brennerneigungswinkel eine deutliche Verringerung des Drallgrades über der gesamten Brennkammerhöhe.

Die Drallgrade in Abb. 9-12 und 9-13 wurden ohne Berücksichtigung des Auftriebseinflusses berechnet. Abb. 9-14 zeigt für $Re_{eff} = 30$ den Vergleich des Drallgrades zwischen der auftriebsbehafteten und der auftriebsfreien Strömung. Durch die größere Axialgeschwindigkeit bei der auftriebsbehafteten Strömung sinkt der Drallgrad ab.

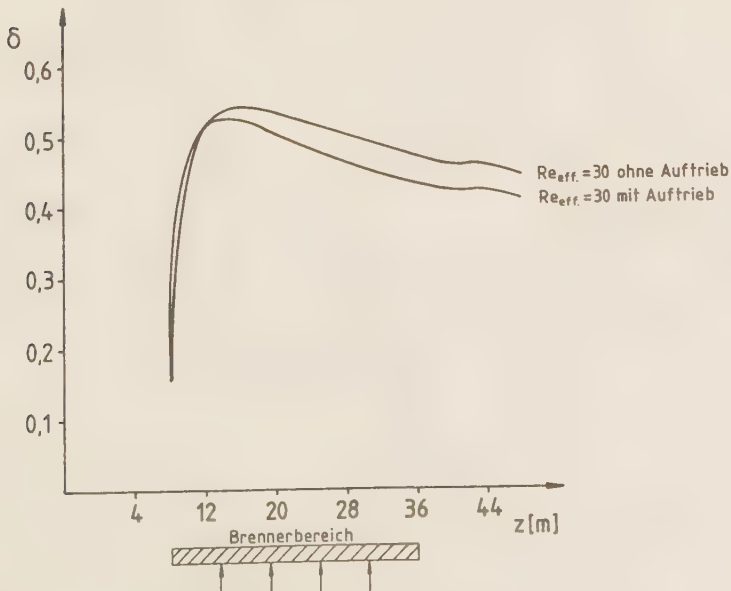


Abb. 9-14: Einfluß des Auftriebs auf den Drallgrad

Diese Berechnungen wurden mit einer Froude-Zahl von drei durchgeführt (Definition der Froude-Zahl nach Gl. (4-27)). Die Massenkonzentration des leichteren Mediums betrug 50 Prozent, wie bei den Konzentrationsrechnungen, die in den Abb. 9-10 dargestellt sind. Das Verhältnis der Dichte des Gasmisches zu der des leichteren Stoffes ist gleich 2,16. Im Vergleich zur Änderung des Brennerneigungswinkels bewirkt der Auftrieb eine wesentlich geringere Reduzierung des Drallgrades.

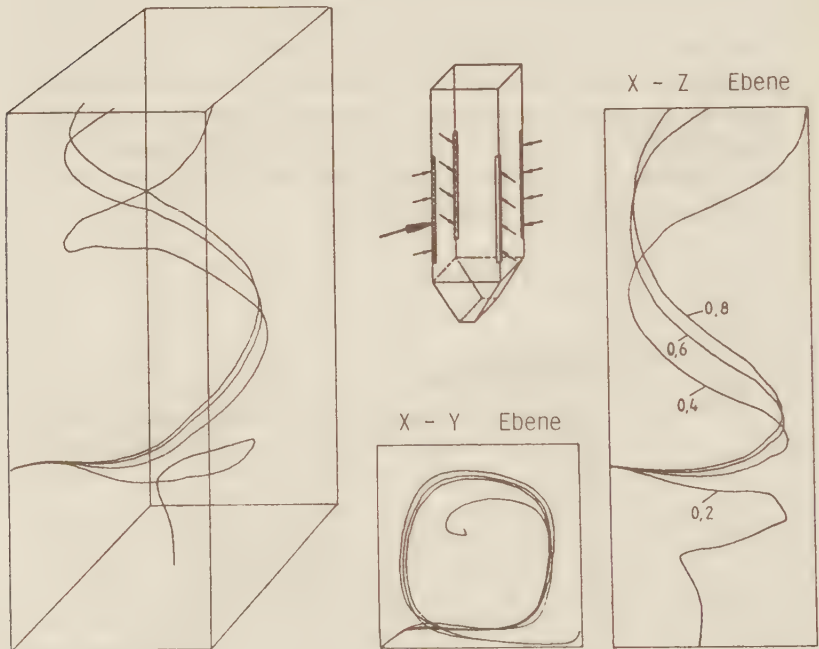


Abb. 9-15: Partikelwege für Bahnkennzahlen von 0,2 bis 0,8

Am Beispiel der Eckenfeuerung sollen ausführlich die verschiedenen Aspekte der Kohlenstaubbewegung erläutert werden. Konkrete Vorstellungen, welchen Weg die Partikeln in der Tangentialfeuerung zurücklegen, existieren bisher nicht. Müller und Trenkler [116] stellten zwar durch Beobachtung des Verschlackungsbildes fest, daß keine mehrgängige Spirale als Partikelweg infrage kommt, aber weitere Aussagen über die Bahnkurve waren daraus nicht abzuleiten. Um eine gute Vorstellung von der Staubströmung zu vermitteln, werden in den folgenden Bildern jeweils drei Ansichten (X-Y Ebene, X-Z Ebene und räumliche Darstellung) gezeigt.

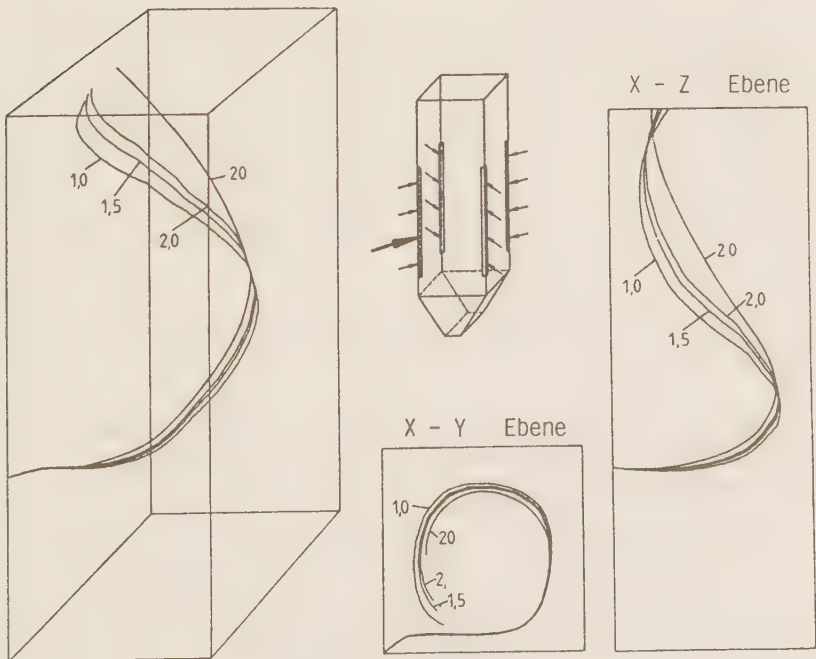


Abb. 9-16: Partikelwege für Bahnkennzahlen 1,0 bis 20

Der Einfluß des Partikeldurchmessers und der Partikeldichte auf die Bahnkurve geben die Abb. 9-15 und 9-16 wieder.

Die Bahnkurven wurden mit dem in der Abb. 9-9 dargestellten Gasströmungsfeld für $Re_{eff} = 30$ ermittelt. Eine Bahnkennzahl von 0,8 stellt sich bei Brennkammerbedingungen für ein Kohlenstaubpartikel mit einem äquivalenten Durchmesser von $250 \mu m$ ein. Man erkennt daraus, daß die in Abb. 9-15 gezeigten Bahnkurven, selbst, wenn man eine Erhöhung des C_W -Wertes zusätzlich berücksichtigt, nicht typisch für den Partikelweg eines Kohlekorns durchschnittlicher Größe sein können.

Partikelwege für größere Bahnkennzahlen werden in Abb. 9-16 dargestellt. Oberhalb von $B = 20$ läßt sich keine Änderung des Weges mehr feststellen. Das heißt, die Kohlekörner folgen vollständig dem Gasströmungsfeld. Damit ist dann gleichzeitig die Bahnkurve eines Gasvolumens und von Aschepartikeln nach dem Zerplatzen vorgezeichnet.

Systematische Untersuchungen verdeutlichen die Abhängigkeit von der Bahnkennzahl.

- Große und sehr schwere Partikeln fallen nach kurzer Zeit in den Aschetrichter.
- Mittelmäßige und schwere Partikeln folgen dem Strömungsfeld mit einem gewissen Schlupf. Der Weg bildet eine mehrgängige Spirale.
- Kleinere und nicht so schwere Partikeln folgen fast vollständig dem Gasströmungsfeld, die Relativbewegung ist gering oder gar nicht vorhanden. Der zurückgelegte Weg stellt in etwa eine eingängige Spirale dar.

Aufgrund der gegebenen Daten der Tangentialfeuerung und der

geringen Partikelgröße stellt der letzte Fall die für die meisten Partikeln zutreffende Bahnkurve dar.

Die Geschwindigkeit der Kohlenstaubpartikeln schwankt beim Verlassen der Einströmzelle um einen Mittelwert. Den Einfluß der Anfangsgeschwindigkeit auf den Partikelweg zeigen die Abb. 9-17 und 9-18.

Die in Abb. 9-17 genannten Geschwindigkeiten gelten für $B = 3$, also in etwa für ein 80 bis 100 μm großes Partikel. Kleinere Staubkörner folgen dem Gasgeschwindigkeitsfeld auch bei hohen Eintrittsgeschwindigkeiten fast von Anfang an.

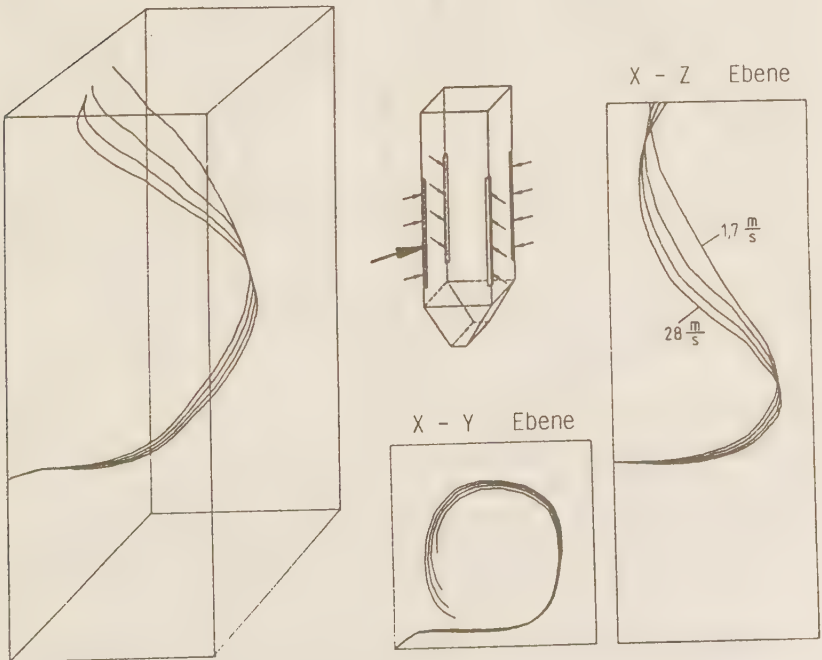


Abb. 9-17: Einfluß niedriger Eintrittsgeschwindigkeiten auf den Partikelweg

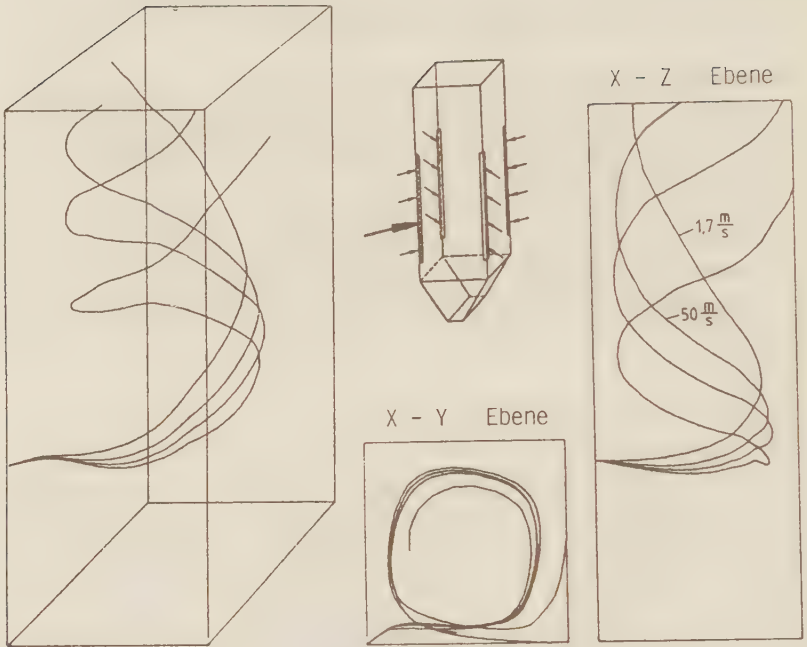


Abb. 9-18: Einfluß größerer Eintrittsgeschwindigkeiten auf den Partikelweg

Für die in Abb. 9-18 gezeigte Bahnkurve wurde die Partikeleintrittsgeschwindigkeit noch weiter gesteigert. Höhere Eintrittsgeschwindigkeiten rufen bei 80 bis 100 μm Partikeln eine längere Flugbahn hervor. Das Kohlekorn kann sich dann aufgrund des höheren Eigenimpulses länger gegen den Einfluß des Gasfeldes "wehren".

Werte von u_* größer als 50 m/s sind allerdings unrealistisch. Diese Bahnkurven können höchstens für größere und schwere

sehr schnelle Partikeln gelten. Dabei besteht dann sogar die Gefahr der Wandberührung, wie die unterste Kurve in Abb. 9-18 verdeutlicht. Den Zusammenhang zwischen der turbulenten Diffusion und dem Partikelweg zeigt Abb. 9-19.

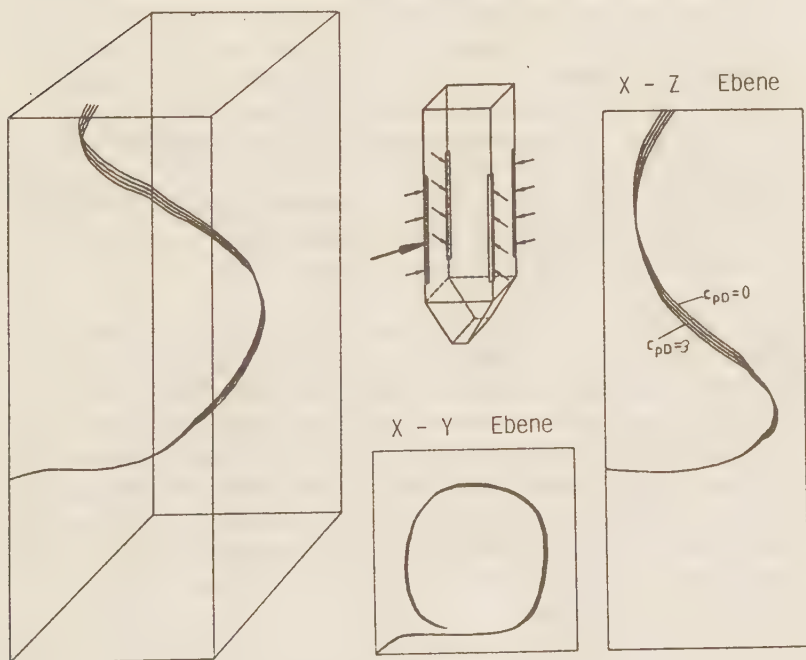


Abb. 9-19: Einfluß der turbulenten Diffusion auf den Partikelweg

Die Konstante C_{pD} aus den Gl. (7-49) bis (7-51) wurde zwischen null und drei variiert. Die daraus resultierende Schwankung der Bahnkurve ist im Vergleich zur Größe des durchströmten Raumes gering. Die Erhöhung des Widerstands-

beiwertes durch die Turbulenz wurde in diesem Diagramm konstant gehalten und nicht geändert.

Berechnungen der Staubströmung unter Berücksichtigung der Verbrennung in Phase II des Kohleabbrandes (vergl. Abb. 7-5), wie in Abschnitt 7.2.3 beschrieben, zeigten keine darstellbare Veränderung des Partikelweges. Im Vergleich zum Einfluß der übrigen Parameter ist die Erhöhung der Bahnkennzahl durch die Verbrennung in Phase II zu gering. Eine Änderung der Bahnkurve ergibt sich allerdings für unterschiedlich stark backende Kohlen. In diesem Fall verläßt das Partikel mit einem um den Schwellfaktor vergrößerten Durchmesser die Einströmszelle.

Entsprechend verringert sich die Bahnkennzahl des Partikels. Die daraus resultierenden Abweichungen können aber schon den Abb. 9-15 und 9-16 entnommen werden.

Betrachtet man die Gesamtzahl der gezeigten Bahnkurven, dann kann man feststellen, daß für die meisten Partikel die Relativbewegung gegenüber dem Gasströmungsfeld gering ist. Nur sehr große, schwere Partikeln, oder Partikeln, die gegenüber dem Durchschnitt eine hohe Eintrittsgeschwindigkeit haben, legen einen längeren Weg durch die Brennkammer zurück und weisen einen entsprechenden Schlupf zum Gasströmungsfeld auf. Damit scheint die Vorgehensweise nach Kapitel 7.3 im Bezug auf die Kopplung des Gasströmungsfeldes mit der Partikelströmung zulässig.

Die berechneten Aufenthaltszeiten der Kohlepartikeln in der Feuerung liegen, je nach Anfangsgeschwindigkeit, Bahnkennzahl und Eintrittsebene zwischen zwei und zwanzig Sekunden, wobei die Grenzwerte für ungünstige Konstellationen der Parameter gelten. Die meisten Partikeln verweilen nur drei bis sechs Sekunden in der Brennkammer. Die längeren Zeiten treten insbesondere bei großen und schweren Partikeln auf, die aus diesem Grund auch längere Zeit zum Ausbrennen benötigen. Man erkennt daraus einen Selbstregelungseffekt

der Feuerung im Hinblick auf einen sicheren Ausbrand.

Eine Vorstellung, wie die Brennkammer von den Kohlenstaubkörnern durchsetzt wird, vermitteln die folgenden drei Abbildungen. Abb. 9-20 zeigt den Weg von vier übereinander aus einer Brennkammerecke austretenden Partikeln.

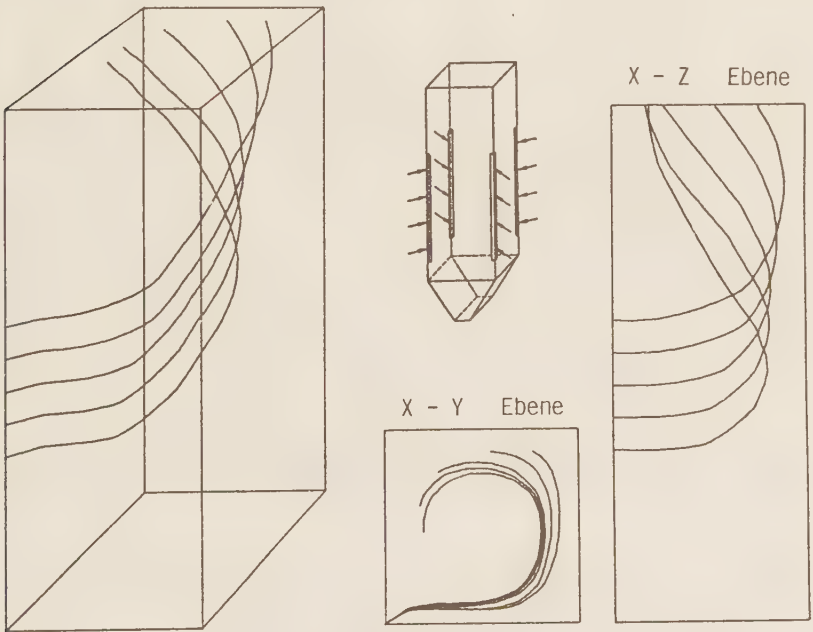


Abb. 9-20: Bahnkurven für Staubpartikeln, die übereinander aus der gleichen Brennkammermatrix austreten

In Abb. 9-21 werden aus jeder Brennkammerecke je zwei Partikeln abgeschickt und auf ihrem Weg durch die Feuerung verfolgt.

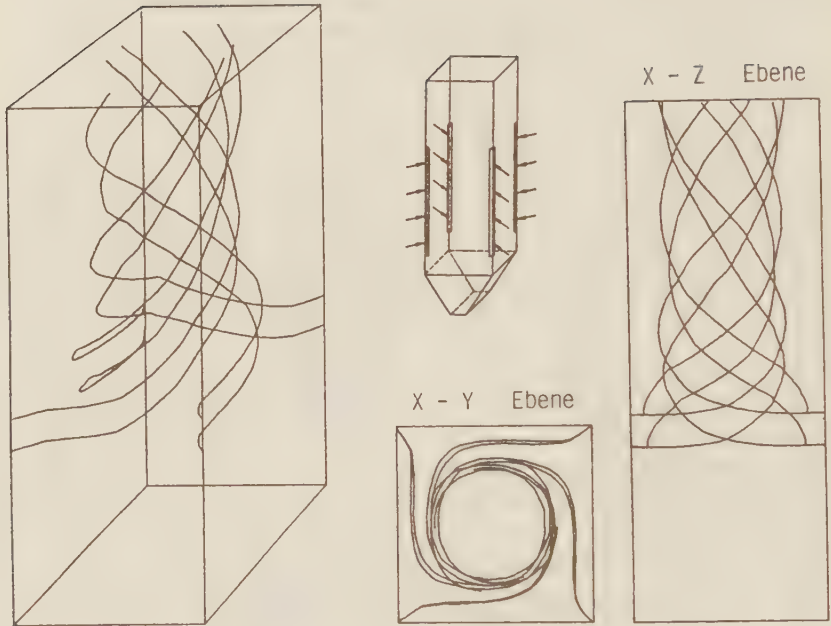


Abb. 9-21: Strömungsfeld für mehrere aus den vier Brennkammerecken austretende Partikeln

Die Abbildung vermittelt einen Eindruck, in welchem Bereich sich die Verbrennungszone einstellt, wenn man um die Kurven in Abb. 9-21 einen Toleranzbereich legt, wie er sich durch die Variation der Bahnkennzahl und der Eintrittsgeschwindigkeit ergibt. Das Ergebnis für den horizontalen Schnitt zeigt Abb. 9-22.

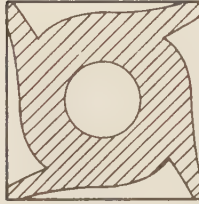


Abb. 9-22: Verbrennungszone in der Eckenfeuerung

Die Auswirkung des Abschaltens aller Brenner in einer Ecke der Feuerung auf das Strömungs- und Mischungsfeld verdeutlicht Abb. 9-23. Die Brennermatrix in Ecke 1 ist nicht in Betrieb, während alle anderen Brenner normal beaufschlagt werden. Dieser Fall ist für in der Bundesrepublik gebaute Eckenfeuerungen nicht so realistisch, da die Brenner den Kohlenstaub lagenweise von den Mühlen erhalten.

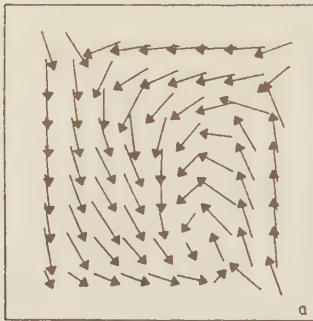
Wie die Strömungsbilder zeigen, treten allerdings auch schwerwiegendere Folgen als bei der Seitenfeuerung (Kapitel 9.3) auf. Die Flammenwalze entfernt sich weit vom Zentrum der Brennkammer und es wächst damit die Verschlackungsgefahr.

9.3 Seitenfeuerung

Die für die Berechnung notwendigen Abmessungen und Daten der Seitenfeuerung sind im Anhang aufgeführt. Das Rechenetz besteht wie bei der Eckenfeuerung in Kapitel 9.2 aus $11 \times 11 \times 14$ Zellen. Die dimensionslosen Zellteilungen betragen:

$$\Delta X = \Delta Y = 1 \text{ und } \Delta Z = 2$$

Charakteristische Strömungsfelder der Seitenfeuerung zeigt die Abb. 9-24.



- * = 0,050
- ⋈ = 0,100
- γ = 0,150
- z = 0,200
- ⋈ = 0,250
- ↑ = 0,300
- ◇ = 0,325
- x = 0,350
- + = 0,375
- △ = 0,400
- = 0,425
- = 0,480

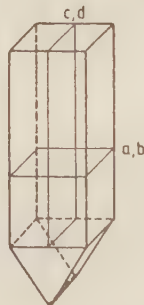
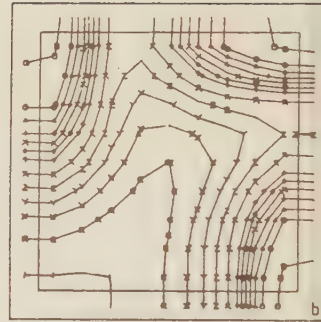


Abb. 9-23: Strömungs- und Mischungsfelder bei Ausfall einer Brennermatrix in der Eckenfeuerung

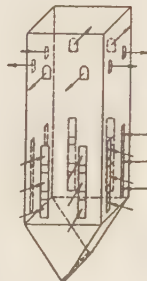
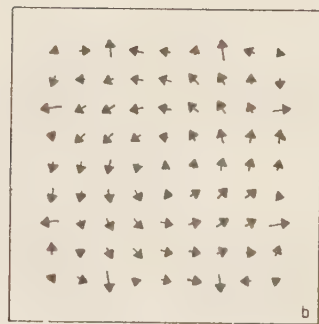
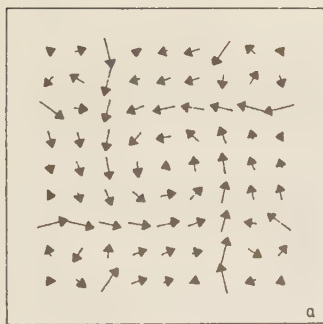


Abb. 9-24: Strömungsfelder in der Seitenfeuerung

Die Rechnungen wurden ohne Auftrieb mit $Re_{eff} = 30$ durchgeführt. Die Brenner sind nicht geneigt, und die horizontalen Einstellwinkel betragen $\gamma_1 = 58,3^\circ$ und $\gamma_2 = 68^\circ$.

Die Absaugung eines Teilstroms des Rauchgases zur Trocknung der Kohle wurde berücksichtigt. Die Strömungsbilder zeigen, daß sich neben dem Zentralwirbel kleine Sekundärwirbel in den Brennkammerecken ausbilden (Abb. 9-25).

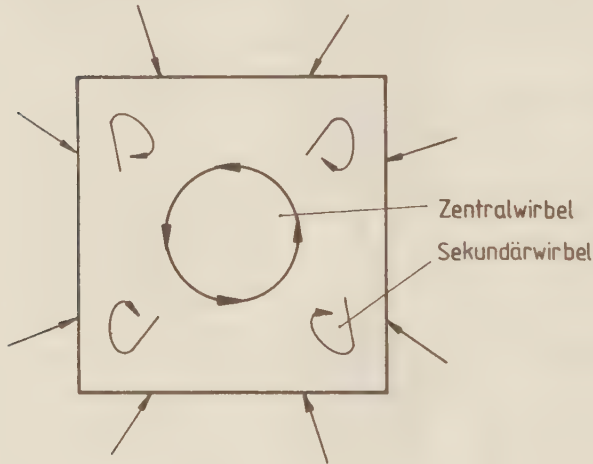
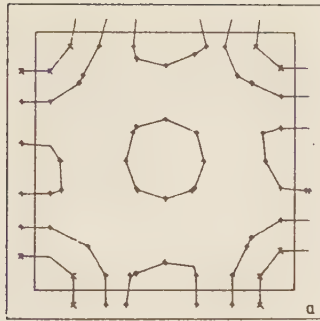


Abb. 9-25: Wirbelbildung in der Seitenfeuerung

Der Zentralwirbel selbst erscheint kleiner als bei der Eckenfeuerung.

Die zu den Strömungsfeldern aus Abb. 9-24 gehörigen Konzentrationsfelder werden mit einer effektiven Schmidt-Zahl von 0,7 berechnet (Abb. 9-26). Die Konzentration in der Einströmzelle beträgt $c_0 = 0.5$. Das Mischungsfeld ist, hervorgerufen durch die großen Abstände der Brennebenen, wesentlich ungleichmäßiger als bei der Eckenfeuerung. Besonders gut erkennt man die drei Brennergruppen im vertikalen Schnitt durch die Feuerung.



$z = 0,200$
 $x = 0,250$
 $\uparrow = 0,300$
 $\diamond = 0,325$
 $\times = 0,350$
 $+ = 0,375$
 $\Delta = 0,400$
 $\circ = 0,425$
 $\square = 0,480$

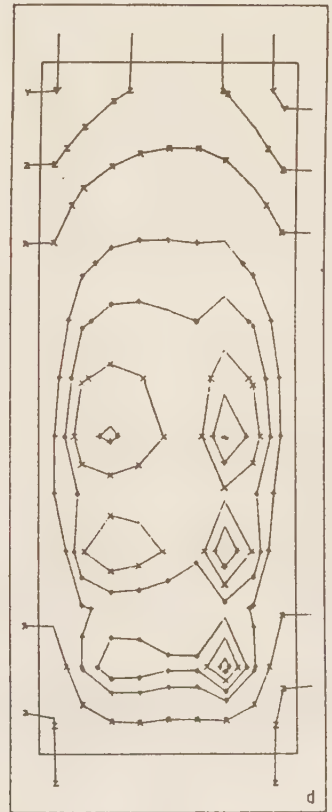
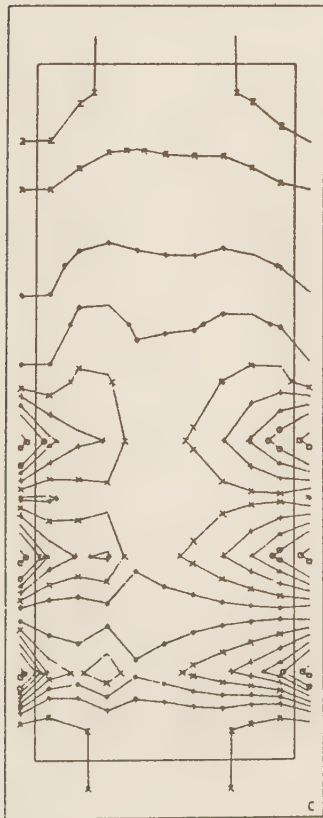
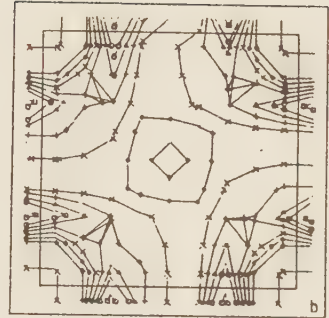
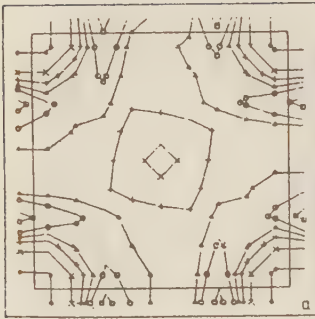


Abb. 9-26: Konzentrationsfelder in der Seitenfeuerung



- $z = 0,200$
 $x = 0,250$
 $\uparrow = 0,300$
 $\diamond = 0,325$
 $\times = 0,350$
 $+ = 0,375$
 $\triangle = 0,400$
 $\circ = 0,425$
 $\square = 0,480$

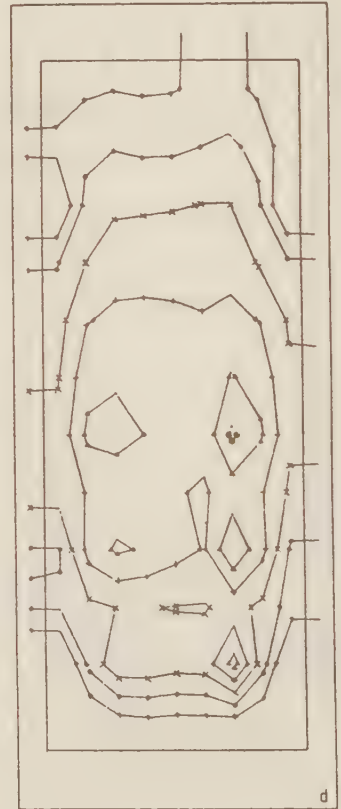
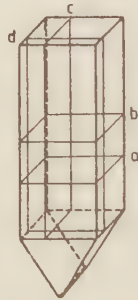
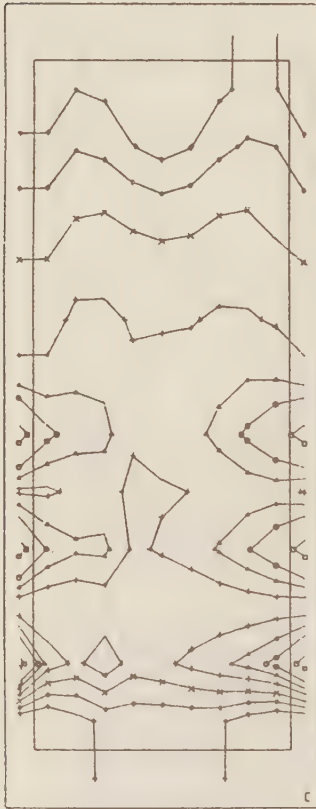
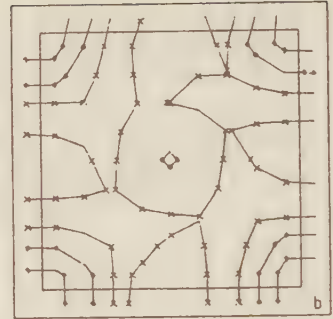
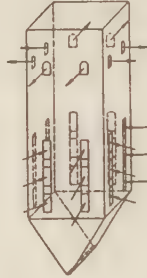


Abb. 9-27: Konzentrationsfelder in der Seitenfeuerung für die Strömung mit Auftrieb

Die Veränderung der Konzentrationsfelder durch den Auftrieb ($Fr = 3$) veranschaulicht die Abb. 9-27.

Der Auftrieb bewirkt eine deutliche Verschiebung der Konzentrationsprofile. So erhöht sich durch den geänderten Strömungsverlauf die Konzentration in Wandnähe, während sie im Zentrum der Brennkammer abnimmt.

Der mit Gl. (9-2) berechnete Drallgrad weist bei der Seitenfeuerung einen wesentlich unruhigeren Verlauf auf (Abb. 9-28) als bei der Eckenfeuerung.

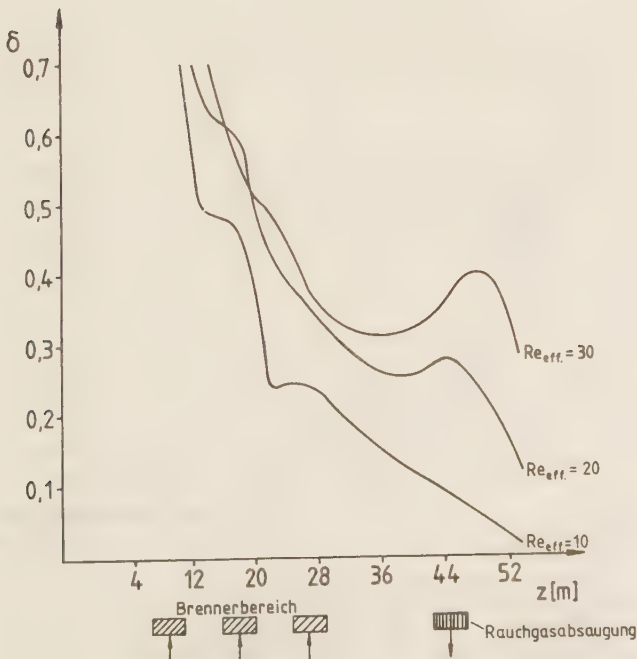


Abb. 9-28: Drallgrad in Abhängigkeit von Re_{eff}

Dies ist zum einen auf den großen Abstand zwischen den Brennebenen und zum anderen am Brennkammerende auf die Rauchgasrücksaugung zu den Kohlemühlen zurückzuführen. Die Absaugung eines Teils der Rauchgase reduziert den Axialimpuls. Es strömt weniger Gas in die Überhitzerheizflächen. Damit steigt der Drall am Ende der Feuerung noch einmal an. Mit steigendem Eintrittsimpuls, also mit wachsender effektiver Reynoldszahl, wird der Kurvenverlauf im Brennerbereich gleichmäßiger, die Überhöhung des Drallgrades durch die Rauchgasrücksaugung steigt aber.

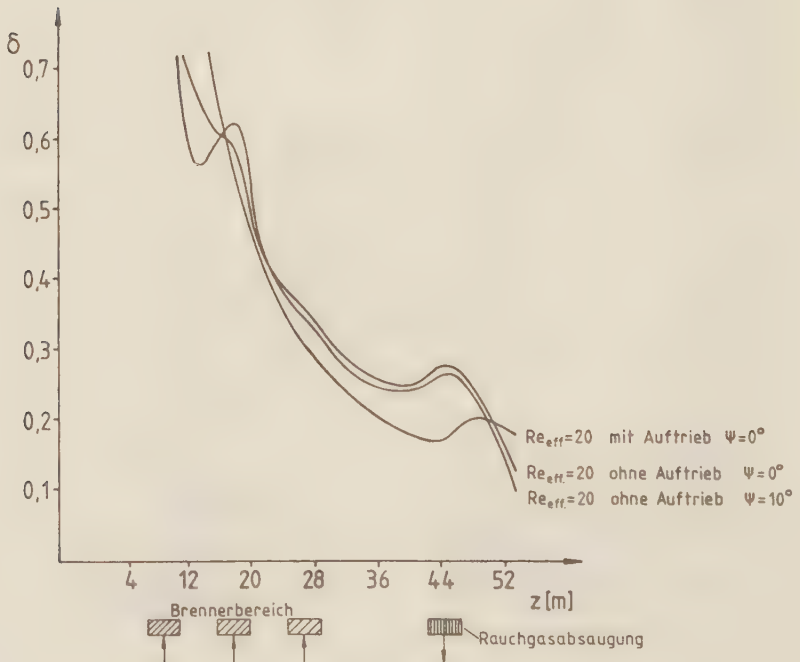


Abb. 9-29: Änderung des Drallgrades in Abhängigkeit vom Auftrieb und vom Brennerneigungswinkel

Ein Vergleich zur Eckenfeuerung zeigt, daß der Drallgrad für alle genannten Reynoldszahlen bei der Seitenfeuerung stärker abfällt als bei der Eckenfeuerung. Die Ursache liegt in dem kleineren Durchmesser der Flammenwalze bei der Seitenfeuerung. In der Beziehung zur Berechnung des Drallgrades werden die Tangentialgeschwindigkeitskomponenten mit dem zugehörigen Radius r gewichtet. Dementsprechend wiegt eine hohe Drehgeschwindigkeit auf einem größeren Radius stärker als auf einem kleinen. Den Einfluß des Brennerneigungswinkels und des Auftriebs auf den Drallgrad zeigt für $Re_{eff} = 20$ Abb. 9-29.

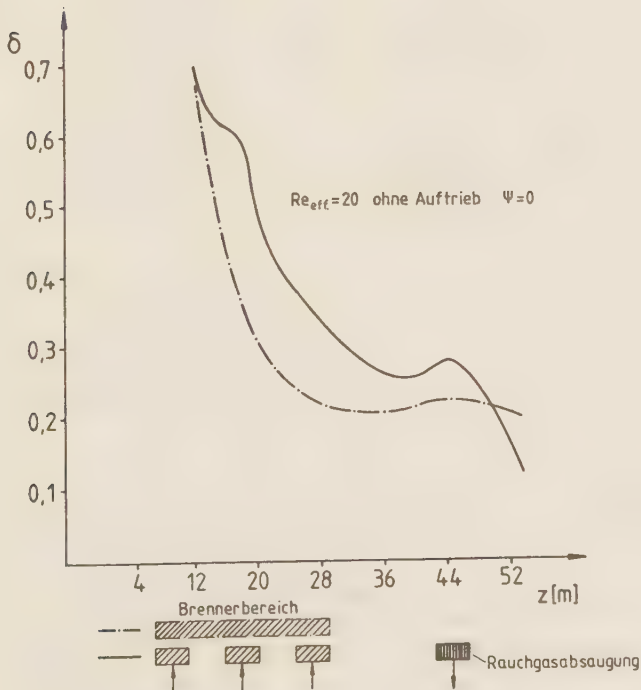


Abb. 9-30: Drallgrad bei unterschiedlicher Beaufschlagung der Brenner

Beide Effekte führen, wie bei der Eckenfeuerung, zu einer Reduzierung des Drallgrades. Man erkennt, daß durch die Anstellung der Brenner nach oben ($\phi = 10^\circ$) der Sprung im Verlauf des Dralls durch die Lücken im Brennerbereich größer wird. Umgekehrt wie bei der Eckenfeuerung wirkt sich der Auftrieb stärker als der geänderte Neigungswinkel aus.

Welche Bedeutung die Abstände der Brennerebenen auf die Ausbildung der Drehströmung haben, ist Abb. 9-30 zu entnehmen.

Der Rechnung mit Abständen zwischen den Brennerebenen wird die Rechnung mit einer kontinuierlichen Verteilung des Eintrittsimpulses über den ganzen Brennerbereich gegenübergestellt.

Die größere Menge abströmenden Gases im letzten Fall bedingt einen höheren Axialimpuls, was wiederum eine Absenkung des Drallgrades hervorruft. Die Kurve verläuft aber insgesamt gleichmäßiger.

Die Partikelbahnkurven sollen für die Seitenfeuerung nur gezeigt werden, soweit sie von der Eckenfeuerung abweichende Erkenntnisse liefern. Die Berechnungen basieren auf dem in Abb. 9-24 dargestellten Gasströmungsfeld für $Re_{eff} = 30$. Als wesentliche Einflußgröße auf den Partikelweg wird die Bahnkennzahl diskutiert (Abb. 9-31).

Der Grenzwert für die Bahnkennzahl, bei der die Partikel nicht mehr nach oben aus der Feuerung getragen werden, liegt bei dem gegebenen Gasströmungsfeld für die Seitenfeuerung höher als für die Eckenfeuerung. Kohlenstaubkörner mit einer Bahnkennzahl kleiner eins fallen in den Aschetrichter.

Eine interessante Bahnkurve ergibt sich, wenn B gerade gleich eins ist. Das Partikel gerät auf seinem Weg in den

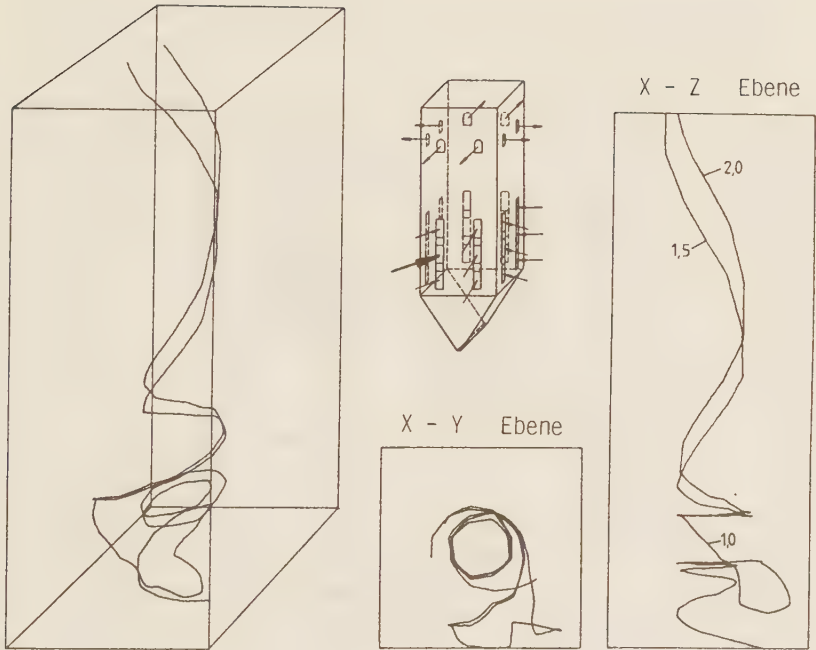


Abb. 9-31: Partikelweg in Abhängigkeit von der Bahnkennzahl

Aschetrichter in einen Sekundärwirbel, wird wieder nach oben getragen und kehrt zurück in den Hauptwirbel, um dann nach zwei Umdrehungen aufgrund des hohen Gewichts endgültig in den Aschetrichter zu stürzen.

Abb. 9-32 zeigt Partikelwege für größere Bahnkennzahlen. Wie bei der Eckenfeuerung, folgen auch bei der Seitenfeuerung Partikeln mit Werten von B größer als zwanzig dem Gasströmungsfeld.

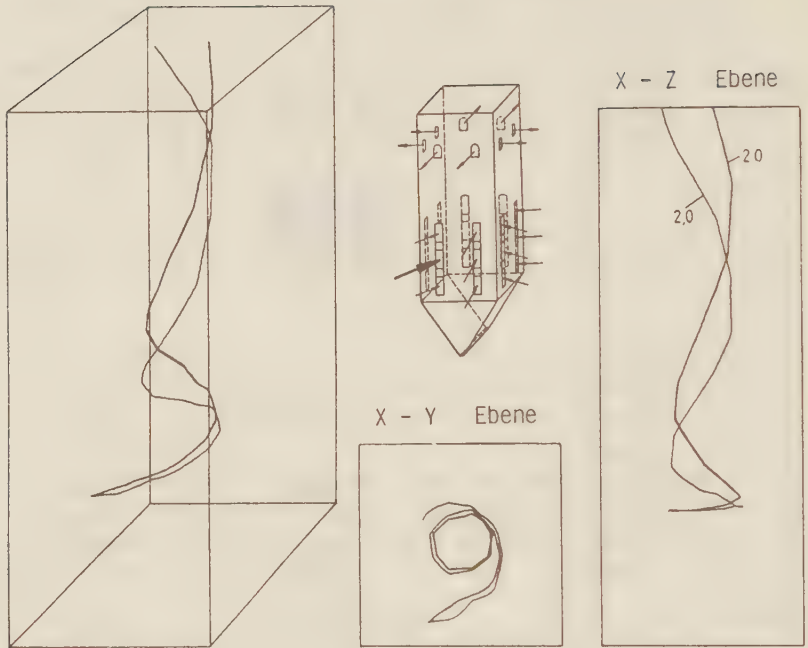


Abb. 9-32: Partikelweg für große Bahnkennzahlen

Weiter ist zu erkennen, daß der Radius der Kreisbahn, auf der die Partikeln aus der Brennkammer wandern, bei der Seitenfeuerung kleiner als bei der Eckenfeuerung ist.

Die bisher gezeigten Partikelbahnkurven gelten für Kohlenstaubkörner, die die Einströmzelle in der geplanten Richtung verlassen. Wird ein Partikel noch in Wandnähe in eine andere Richtung gestreut, so besteht bei der Seitenfeuerung die Gefahr, daß es auf eine kritische Bahnkurve gelangt, die nicht mehr sicher in den Zentralwirbel führt.

Etwas ähnliches kann man bei der Eckenfeuerung nicht beobachten.

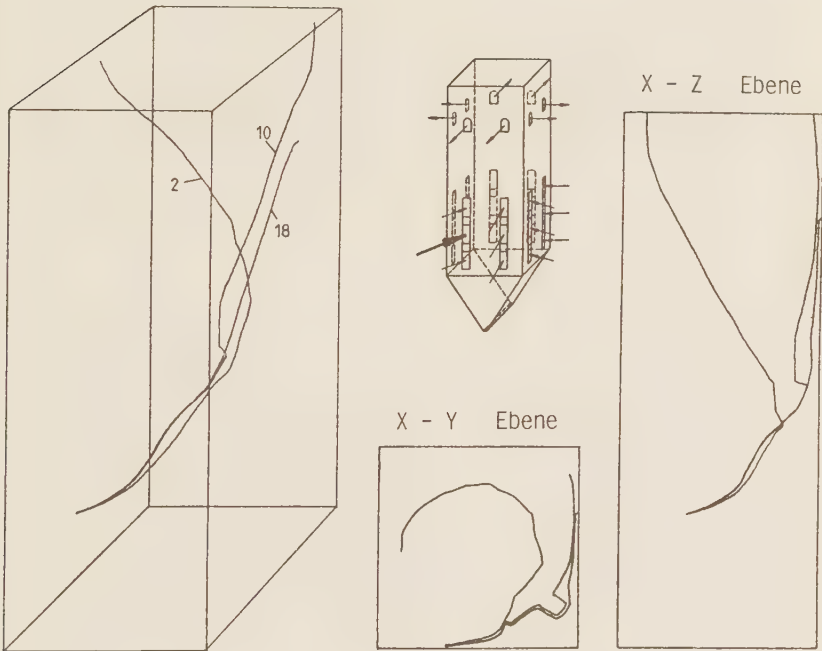


Abb. 9-33: Kritische Staubwege in der Seitenfeuerung

In Abb. 9-33 sind derartige Bahnkurven wiedergegeben. Leichte Partikeln ($B = 10$ und 18) steigen in Wandnähe nach oben, geraten in den Einfluß der Sekundärwirbel und können, weil sich in dieser Höhe keine Brenner mehr befinden, nicht in den Zentralwirbel zurückgedrückt werden. Das Partikel mit $B = 18$ treibt sogar an die Wand, bevor es den Brennraum verlassen kann.

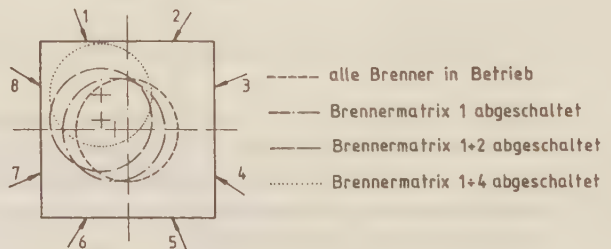
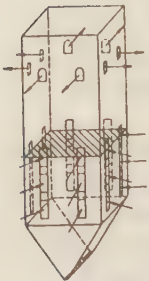
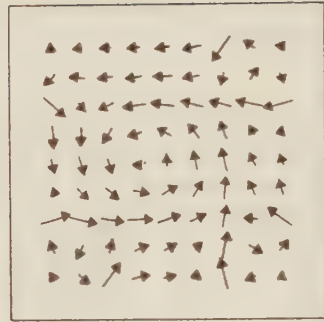
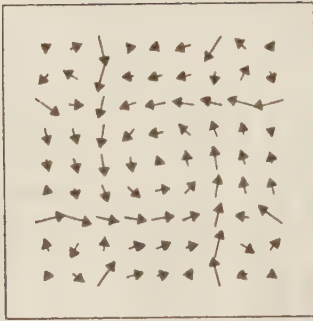


Abb. 9-34: Einfluß der Brennerabschaltung auf die Lage der Flammenwalze

Daraus ist zu ersehen, daß sich bei der Seitenfeuerung durch die Sekundärströmungen eine zusätzliche Verschlackungsgefahr ergibt.

Bei der Seitenfeuerung muß man in der Praxis mit der Abschaltung ganzer Brennermatrizen rechnen, da jede Brennermatrix von einer eigenen Kohlemühle mit Kohlenstaub versorgt wird. Abb. 9-34 zeigt, wie die Flammenwalze nach dem Abschalten verschiedener Brennermatrizen aus dem Zentrum des Feuerraums heraus wandert.

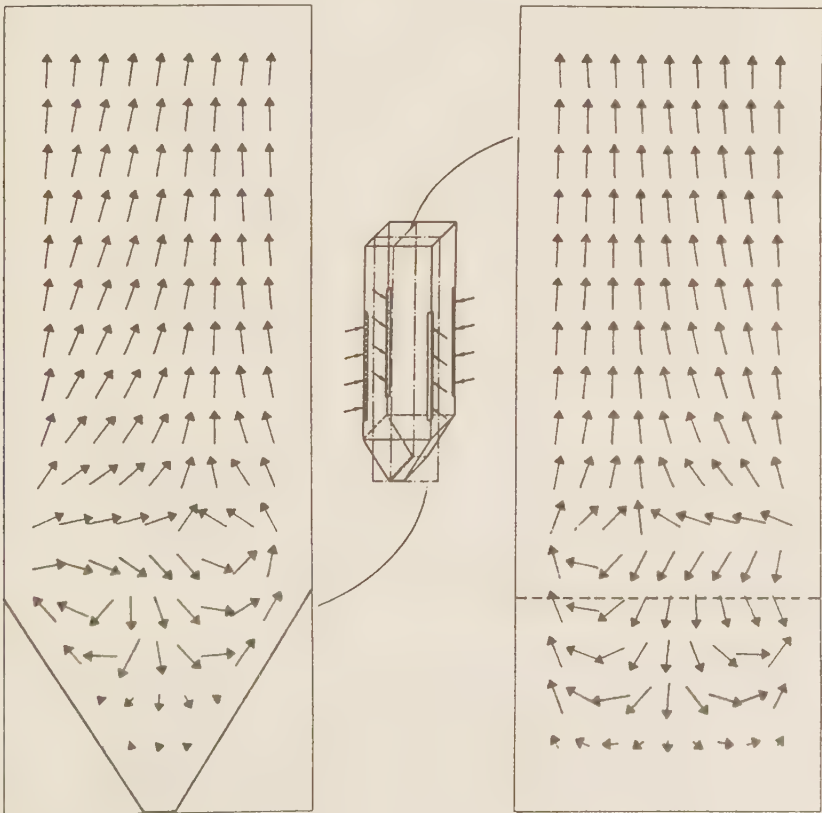


Abb. 9-35: Strömung im Aschetrichter ($Re_{eff} = 10$)

Damit schrumpft der Abstand der Verbrennungszone zur Wand und das Risiko der Verschlackung wächst.

9.4 Aschetrichter

Bei den bisher vorgestellten Rechnungen wurde der Aschetrichter aus Rechenzeit- und Speicherplatzgründen durch eine ebene Grundplatte ersetzt. Abb. 9-35 zeigt die berechnete Strömung in der Eckenfeuerung mit Aschetrichter.

Das Rechnernetz besteht aus $11 \times 11 \times 18$ Zellen. Der Winkel des Aschetrichters von 32° wird durch ein Verhältnis der Zellteilung von $\Delta X/\Delta Z = 1,6$ wiedergegeben. Die Zellbreite ΔZ ist gleich eins. Die Strömungsgeschwindigkeiten im Aschetrichter liegen sehr viel niedriger als im übrigen Strömungsgebiet. Um die Bewegung überhaupt sichtbar machen zu können, werden die Geschwindigkeitsvektoren in diesem Bereich überproportional vergrößert dargestellt. Es ist zu erkennen, daß das Fluid im Aschetrichter zentral nach unten strömt und dann entlang der Wände wieder aufsteigt. Die Rotation des Wirbels ist aber sehr gering.

9.5 Speicherplatzbedarf und Rechenzeitverbrauch

Die vorgestellten Rechnungen wurden auf der Cyber 175 der Ruhr-Universität Bochum durchgeführt. Der Speicherplatzbedarf für die Bestimmung der Strömungs- und Mischungsfelder in der Tangentialfeuerung beträgt 18 K byte. Für die Berechnung des runden Querstrahls sind 16 K byte und für die Strömung im Aschetrichter 21 K byte notwendig.

Bis zum Erreichen des stationären Zustands wurden Rechenzeiten von 110 bis 440 Sekunden benötigt. Die Rechenzeit pro Zeitschritt und Gitterpunkt lag zwischen $0,28 \cdot 10^{-3}$ und $0,49 \cdot 10^{-3}$ s. Diese Angaben sind vergleichbar zu den pro Iteration und Gitterpunkt erforderlichen Rechenzeiten von Verfahren, die die stationären Erhaltungsgleichungen direkt lösen.

Zur Berechnung einer Partikelbahnkurve bei vorgegebenem Gasströmungsfeld bedarf es einer Rechenzeit von ca. ein bis zwei Sekunden. Speicherplatz wird nur für das Gasströmungsfeld benötigt.

Insbesondere die gezielten Überlegungen zur Speicherplatzersparnis zahlen sich aus. Damit ist es nicht mehr undenkbar, dieses mathematische Modell mit einem Berechnungsverfahren für den Wärmeaustausch zu koppeln.

10. Zusammenfassung

Die Strömungs- und Mischungsvorgänge in Tangentialfeuerungen sind sowohl von der meßtechnischen als auch von der theoretischen Seite weitgehend unerforscht.

Die bisher bekannten Berechnungsverfahren gelten entweder nur für zweidimensionale Kohlenstaubflammen, für dreidimensionale Gasströmungen oder für gasgefeuerte Brennkammern. Allein in den Arbeiten von Zuber wird der Versuch unternommen, den Strömungsverlauf in der Tangentialfeuerung zu ermitteln. Der Kohlenstaub wird von ihm allerdings wie ein Gas behandelt. Alle genannten Modelle zeichnen sich durch einen erheblichen mathematischen und numerischen Aufwand aus, was einer weiten Verbreitung im Wege steht. Außerdem ermöglicht keines der Verfahren Aussagen über instationäre Vorgänge, und die dreidimensionalen Methoden sind nicht in der Lage, die Partikelbewegung zu berechnen.

In der vorliegenden Arbeit wird ein mathematisches Modell vorgestellt, das die Berechnung der dreidimensionalen Gas- und Staubströmung in der Tangentialfeuerung unter Berücksichtigung des Auftriebs gestattet. Die dimensionslosen Erhaltungsgleichungen für Impuls, Masse, Stoffart und Energie werden hergeleitet. Die Berücksichtigung der Turbulenz erfolgt durch eine erhöhte, aber konstante Wirbelviskosität in den Impulsgleichungen und eine konstante Wirbeldiffusivität in der Stofferhaltungs- und Energiegleichung. Durch das notwendige grobe Gitter tritt eine numerische Diffusion auf, die sich der physikalischen überlagert. Aufwendigere Turbulenzmodelle können hier ihren Vorteil konstanter, empirischer Koeffizienten für viele Anwendungsfälle nicht ausspielen, da eine Anpassung an das Rechnernetz notwendig ist. In diesem Fall ist es wünschenswert, daß die Zahl der zu korrigierenden Größen klein ist. Der Grund für die Anpassung, das grobe Gitter oder ein

einfaches Turbulenzmodell, wird belanglos. Außerdem stellt sich bei eingeschränktem Speicherplatz und begrenzter Rechenzeit die Frage, ob nicht durch zusätzlich gelöste Stoff-erhaltungsgleichungen mehr Informationen gewonnen werden können, als durch eine aufwendige Turbulenzmodellierung. Die Dichte in der Brennkammer wird global konstant gesetzt, lokale Dichteschwankungen werden aber im Auftriebsterm der Impulserhaltungsgleichungen berücksichtigt. Bei dem verwendeten Berechnungsverfahren werden die instationären Bilanzgleichungen gelöst. Der Vorteil dieser Vorgehensweise liegt darin, daß die Iterationen, die auf dem Weg zur stationären Lösung notwendig sind, sinnvolle Zwischenwerte bilden. Damit besteht die Möglichkeit, transiente Vorgänge, wie das Anfahren der Feuerung oder den Lastwechsel, zu berechnen. Die Diskretisierung des resultierenden Differentialgleichungssystems erfolgt mit Hilfe eines der Marker and Cell Methode entlehnten Gitters.

Das so abgeleitete Differenzengleichungssystem wird mit einem gemischt explizit, impliziten Verfahren gelöst. Das Geschwindigkeitsfeld und die übrigen Variablen werden explizit bestimmt, während die Berechnung des Druckfeldes implizit erfolgt. Aufgrund des speziellen Iterationsalgorithmus entfällt die Lösung einer Poisson-Gleichung zur Ermittlung des Druckfeldes.

Das mathematische Modell ist hybrid aufgebaut. Dem Brenner, in dessen Nähe starke Gradienten und feine geometrische Details auftreten, wird eine sogenannte "Einströmzelle" vorgelagert. Erst nach Verlassen dieses Bereiches erfaßt die Differenzenrechnung das Fluid. Die Zelle ist so groß gewählt, daß in ihrem Innern die Aufheizung und Entgasung des Kohlenstaubs abgeschlossen wird. Zur Berechnung der Impulsstrom- und Kohlenstaubmassenstromdichteverteilung in der Einströmzelle eignet sich besonders das Superpositionsprinzip. Entsprechende Profile, wie sie sich für die bei der Ecken- und Seitenfeuerung verwendeten Brennermatrizen und Ausström-

geschwindigkeiten ergeben, werden vorgestellt.

Basierend auf dem berechneten Gasströmungsfeld kann die Partikelbahn nach Lagrangescher Betrachtungsweise ermittelt werden. Die an einem Einzelkorn angreifenden Kräfte werden formal abgeleitet, und die verschiedenen Einflußgrößen auf dem Partikelweg diskutiert. Als wichtigster Parameter für die Bahnkurve stellte sich die Bahnkennzahl heraus.

Bei der Ableitung der Berechnungsgleichungen für das Gas- und Partikelströmungsfeld wurde auf einen durchschaubaren, mathematischen Aufbau und auf einen vertretbaren Rechenaufwand (besonders geringer Speicherplatzbedarf) Wert gelegt. Da noch keine Meßwerte für die Strömung und Mischung in der Tangentialfeuerung vorliegen, wurde zur Überprüfung des mathematischen Modells der querangeströmte, runde Freistrahler herangezogen. Trotz niedriger Zellenzahl ist die Übereinstimmung zu den gemessenen Geschwindigkeits- und Temperaturfeldern befriedigend.

Beispielrechnungen vermitteln eine Vorstellung über das Strömungs- und Mischungsverhalten von Kohlenstaub und Luft in der Ecken- und Seitenfeuerung. Das Anlaufen der Strömung in der Eckenfeuerung dient als Beispiel für die Berechnung transienter Vorgänge.

Die Folgen des Abschaltens einzelner Brennermatrizen werden untersucht. Die daraus resultierende Auswanderung des Flammenwirbels ist bei der Eckenfeuerung größer als bei der Seitenfeuerung. Eine stärkere Annäherung an die Wand ergibt sich für die Seitenfeuerung erst bei gleichzeitigem Ausfall mehrerer Brennermatrizen. Dafür entstehen bei der Seitenfeuerung in den Brennerecken Sekundärwirbel, die sich ungünstig auf den Partikelweg auswirken.

Die Berechnungen der Partikelbahnkurven haben gezeigt, daß bei der fein aufgemahlten Kohle, wie sie in Kraftwerken

eingesetzt wird und bei den Strömungsfeldern, wie sie sich in Tangentialfeuerungen einstellen, die meisten Kohlekörner dem Gasströmungsfeld mit geringem Schlupf folgen. Für ein Partikel durchschnittlicher Größe stellt die Bahnkurve eine ein- bis zweigängige Spirale dar, wobei der Radius der Flammenwalze bei der Seitenfeuerung kleiner als bei der Eckenfeuerung ist.

Nur für schwere Partikeln ergibt sich ein längerer Strömungsweg, was aber ihrer notwendigen längeren Abbrandzeit zugute kommt.

Ziel für den Feuerungskonstrukteur muß es sein, zu gewährleisten, daß die meisten Kohlenstaubkörner einen definierten Weg durch die Brennkammer zurücklegen. Hierbei zeigt sich die Seitenfeuerung mit ihren Sekundärwirbeln im Nachteil. Es ist nicht von vornherein klar zu sagen, in welchem Wirbel die Kohlenstaubkörner aufsteigen. Zudem ergibt sich eine zusätzliche Verschlackungsgefahr.

Anhand des Drallgrades kann die Bedeutung des Auftriebs und der Änderung des Brennerneigungswinkels abgeschätzt werden. Bei der Seitenfeuerung ergibt sich durch die größeren Brennerabstände insgesamt ein unruhigerer Verlauf.

Das mathematische Modell liefert mit relativ geringem Speicherplatz und Rechenaufwand einen Einblick in die Strömungs- und Mischungsverhältnisse in der Tangentialfeuerung. Insbesondere kann den Verfahren zur Berechnung des Wärmeaustausches, die bisher auf willkürlich angenommene Strömungsfelder angewiesen waren, eine bessere Grundlage geboten werden.

Eine weitere Absicherung der Rechenergebnisse durch Messungen an Tangentialfeuerungen ist wünschenswert.

11. Literatur

- [1] Reidick, H.:
NO_x-arme Verbrennung bei Kohlenstaub-Tangential-
feuerungen
VGB Kraftwerkstechnik 61 (1981) Nr. 9, S. 747/750
- [2] McCartney, S.M., Collette, R.J.:
Status of Tangentially Firing Low NO_x Technology
aus: Proceedings of the 1982 Joint Symposium
on Stationary Combustion NO_x-Control
EPRI CS-3182 (July 1983)
- [3] Reidick, H.:
Neuere Planungskonzepte für Kohlenfeuerungen
VGB Kraftwerkstechnik 55 (1975) Nr. 7, S. 435/466
- [4] Jahrbuch der Dampferzeugungstechnik
Vulkan-Verlag, Essen Ausgabe 2, (1972/73)
- [5] Waldmann, H.:
Einfluß der Bauart und der Anordnung von Kohlestaub-
brennern auf die Wärmeübertragung in Brennkammern
von Großdampferzeugern
Pulverized Fuel Panel Meeting at the IFRF (1974)
- [6] Potthast, U., Strauß, K.
Erfahrungen aus Auslegung und Betrieb eines stein-
kohlebefeierten 2200 t/h Dampferzeugers
VGB Kraftwerkstechnik 62 (1982) Nr. 5, S. 356/365
- [7] Scholtholt, H., Thelen, F.:
Erste Betriebserfahrungen mit dem steinkohlebe-
feierten 747-MW-Block im STEAG-VEW-Gemeinschafts-
kraftwerk Bergkamen A
VGB Kraftwerkstechnik 63 (1983) Nr. 3, S. 195/203
- [8] Lautenschläger, F.W.:
Energieerzeugung mit heizwertarmer Kohle
Vortrag auf Tagung: Thermal and Nuclear Power Section
of the Canadian Electrical Association in St. Johns
Newfoundland (1973)
- [9] Grün, H., Seefeldt, K.-F., Waldmann, H., Reidick, H.,
Schüler, U.:
Kessel und Feuerungen für 600-MW-Blöcke für Braunkohle
VGB Kraftwerkstechnik 53 (1973), Nr. 12, S. 772/791
- [10] Reidick, H.:
Verbrennung ballastreicher Braunkohlen in Dampferzeugern
VDI-Berichte Nr. 346 (1979)

- [11] Vetter, H., Leithner, R.:
Betriebserfahrungen mit den Dampferzeugern für Braun-
kohlefeuerung Neurath D + E
Sonderdruck aus Jahrbuch der Dampferzeugung 4. Aus-
gabe (1980/81)
- [12] Kokkinos, A., et al.:
Low NO_x-Firing System for Tangentially Coal Fired
Utility Boilers
aus: Proceedings of the 1982 Joint Symposium on
Stationary Combustion NO_x-Control
EPRI CS-3182 (Juli 1983)^x
- [13] Takahashi, Y.:
Evaluation of Tangential Fired Low NO_x Burner
aus: Proceedings of the 1982 Joint Symposium on
Stationary Combustion NO_x-Control
EPRI CS 3182 (July 1983)^x
- [14] Kremer, H.:
Minderung der Emission von Stickstoff- und Schwefel-
oxiden aus Industriefeuerungen durch verbrennungs-
technische Maßnahmen
if - Die Industrieheizung 25 (1983), S. 69/75
- [15] Hoitz, J.:
Numerisches Modell zur Simulation von physikalischen
Strömungsvorgängen in isothermen physikalischen
Feuerungsmodellen
Dissertation Uni Bochum (1980)
- [16] Welch, J.E., Harlow, F.H., Shannon, J.P., Daly, B.J.:
The Mac Method
Los Alamos Scientific Laboratory
Los Alamos / New Mexico (1966)
- [17] Benesch, W., Kremer, H.:
Berechnung von Strömungs- und Konzentrationsfeldern
bei Druckausgleichsvorgängen in geschlossenen Be-
hältern.
gas wärme international 32 (1983) Nr. 6, S. 235/241
- [18] Hoitz, J., Kremer, H.:
Mathematische Modellierung isothermer physikalischer
Modelle von Feuerungen
VDI-Berichte Nr. 346 (1979), S. 271/283
- [19] McDonald, H.:
Combustion Modeling in Two and Three Dimensions -
Some Numerical Considerations
Prog. Energy Combust. Sci. (1979) Vol. 5, S. 97/122
- [20] Khalil, E.E.:
Modelling of Furnaces and Combustors
Abacus Press, Turnbridge Well/Kent (1982)

- [21] Field, M.A. et al.:
Combustion of Pulverised Coal
The British Coal Utilisation Research Association
Leatherhead 1967
- [22] Gibson, M.M., Morgan, M.A.:
Mathematical Model of Combustion of Solid Particles
in a Turbulent stream with recirculation
Journal of the Institute of Fuel (1970) Nr. 12, S. 517/523
- [23] Richter, W.:
Mathematische Modelle technischer Flammen
Disseration Universität Stuttgart (1978)
- [24] Lockwood, F.C., Salooja, A.P., Syed, S.A.:
A Prediction Method for Coal-Fired Furnaces
Combustion and Flame 38 (1980), S. 1/15
- [25] Smoot, D.L., Pratt, D.T.:
Pulverized-Coal Combustion and Gasification
Plenum Press, New York (1979)
- [26] Smith, P.J., Fletcher, T.H., Smoot, L.D.:
Model for Pulverized Coal-Fired Reactors
Eighteenth Symposium (International) on Combustion,
The Combustion Institute Pittsburgh (1981), S. 1285/1293
- [27] Patankar, S.V., Spalding, D.B.:
A Computer Model for Three-Dimensional Flow in Furnaces
14th Symposium (Int.) on Combustion, The Combustion
Institute Pittsburgh (1973), S. 605/614
- [28] Gibeling, H.J., McDonald, H., Briley, W.R.:
Development of a Three-Dimensional Combustor Flow
Analysis
Air Force Aero Propulsion Laboratory
Wright Patterson Aire Base, OHIO (1975)
AFAPL TR 75 39
- [29] Pai, B.R., Michelfelder, S., Spalding, D.B.:
Prediction of Furnace Heat Transfer with a Three-
Dimensional Mathematical Model
Int. J. Heat Mass Transfer (1978) Vol. 21, S. 571/580
- [30] Abou Ellail, M.M.M., Gosman, A.D., Lockwood, F.C.:
Description and Validation of a Three Dimensional
Procedure for Combustion Chamber Flows
J. Energy 2 (1978) S. 71/80
- [31] Markatos, N.C.H., Moul, A.:
The Solution of Three Dimensional Elliptic Flow Problems
by the Finite Difference Method
aus: Applied Numerical Modelling,
Plymouth (1978), S. 289/305

- [32] Zuber, I.:
Ein mathematisches Modell des Brennraums
Monographs and Memoranda No. 12,
Bechovice (1972)
- [33] Zuber, I.:
Ein mathematisches Modell der Verbrennungsvorgänge
in Dampfkesselbrennkammern
Energietechnik 29 (1979) Nr. 4, S. 131/136
- [34] Hirt, C.W., Cook, J.L.:
Calculating Three-Dimensional Flows around Structures
and over Rough Terrain
J. Comp. Physics 10 (1972), S. 324/340
- [35] Caretto, L.S., Gosman, A.D., Patankar, S.V.,
Spalding, D.B.:
Two Calculation Procedures for Steady Three-Dimensional
Flows with Recirculation
aus: Proceedings of 3. International Conference on
Numerical Methods in Fluid Dynamics
Lecture Notes in Physics 19, Springer (1973)
- [36] Patankar, S., Spalding, D.B.:
Simultaneous Predictions of Flow Patterns and Radiation
for Three-Dimensional Flames
Heat Transfer in Flames, Scripta Press (1975), S. 74/94
- [37] Hjertager, B.H., Magnussen, B.F.:
Numerical Prediction of Three-Dimensional Turbulent
Flow in a Ventilated Room
in: Heat Transfer and Turbulent Buoyant Convection
ed. D.B. Spalding (1977)
- [38] Patankar, S.V., Spalding, D.B.:
A Calculation Procedure for Heat, Mass and Momentum
Transfer in Three-Dimensional Parabolic Flows
Int. Journal of Heat and Mass Transfer 15 (1972),
S. 1787/1806
- [39] Bueters, K.A., Cogoli, J.G., Habelt, W.W.:
Performance Prediction of Tangentially Fired Utility
Furnaces by Computer Model
15th Symposium (Int.) on Combustion, The Combustion
Institute Pittsburgh (1974)
- [40] Lowe, A., Wall, T.F., Stewart, I.McC.:
A Zoned Heat Transfer Model of a Large Tangentially
Fired Pulverized Coal Boiler
15th Symposium (Int.) on Combustion, The Combustion
Institute Pittsburgh (1974)
- [41] Richter, W.:
Anwendung von Berechnungsmodellen für Feuerräume
VGB Kraftwerkstechnik 62 (1982) Nr. 10, S. 845/852

- [42] Amsden, A.A., Harlow, F.H.:
The SMAC Method
A Numerical Technique for Calculating Incompressible
Fluid Flows
Los Alamos Scientific Laboratory
Los Alamos / New Mexico (1970), LA-4370
- [43] Harlow, F.H., Amsden, A.A.:
Fluid Dynamics
Los Alamos Scientific Laboratory
Los Alamos / New Mexico (1971), LA 4700
- [44] Hirt, C.W., Nichols, B.D., Romero, N.L.:
SOLA - A Numerical Solution Algorithm for Transient
Fluid Flows
Los Alamos Scientific Laboratory
Los Alamos / New Mexico (1975) LA 5852
- [45] Mauermayer, R.:
Numerische Berechnung der Schadstoffausbreitung im
Strömungsfeld scharfkantiger Gebäude
Dissertation, TU München (1977)
- [46] Hotchkiss, R.S., Hirt, C.W.:
Particulate Transport in Highly Distorted Three-
Dimensional Flow Fields
Los Alamos Scientific Laboratory, New Mexico (1970)
Report Nr. LA-DC-72364
- [47] Mühle, J.:
Partikelbewegung in Strömungen mit rotationssymme-
trischer Geschwindigkeitsverteilung
Dissertation TU Berlin (1969)
- [48] Mühle, J.:
Untersuchung von Partikelbahnen in Drehströmungen
Teil I: Über den Einfluß der wichtigsten Kennzahlen
Chem.-Ing. Technik 43 (1971), Nr. 21, S. 1158/1168
- [49] Mühle, J.:
Untersuchung von Partikelbahnen in gekrümmten Strö-
mungen
Teil II: Numerische Ergebnisse für technisch bedeut-
same Strömungsformen
Chem.-Ing. Technik 44 (1972) Nr. 14, S. 889/899
- [50] Krüger, R.:
Partikelbewegung bei gleichzeitiger Wärme- und Stoff-
übertragung in räumlichen Drehströmungen
Dissertation TU Berlin (1973)
- [51] Lang, P., Lenze, B.:
Untersuchungen über Gas-Feststoffströmungen im Modell
eines Schmelzzyklons
Chem.-Ing. Technik 54 (1982) Nr. 5, S. 1/32

- [52] Kürten, H., Raasch, J., Rumpf, H.:
Beschleunigung eines kugelförmigen Feststoffteilchens
im Strömungsfeld konstanter Geschwindigkeit
Chem.-Ing. Technik 38 (1966) Nr. 9, S. 941/948
- [53] Burson, J.H., Keng, E.Y.H., Orr, C.:
Particle Dynamics in Centrifugal Fields
Powder Technology, Lausanne Vol. 1 (1967/68), S. 305/315
- [54] Brauer, H.:
Grundlagen der Einphasen- und Mehrphasenströmungen
Verlag Sauerländer, Aarau (1971)
- [55] Strauss, W.:
Industrial Gas Cleaning
Pergamon Press, Oxford (1975)
- [56] Torobin, L.B., Gauvin, W.H.:
The Drag Coefficients of Single Spheres Moving in
Steady and Accelerated Motion in a Turbulent Fluid
AIChE Journal 7 (1961) Nr. 4, S. 615/619
- [57] Kerker, L.:
Druckverlust und Partikelgeschwindigkeit in der Anlauf-
strecke bei der vertikalen Gas-Feststoffströmung
Dissertation TH Karlsruhe (1977)
- [58] Brusdeylins, G.:
Untersuchung zur Wechselwirkung zwischen Luft und Fest-
stoffteilchen in einem runden, horizontalen, beladenen
Luftfreistrahle
Max Planck Institut für Strömungsforschung
Göttingen (1966)
- [59] Ahland, E.O.:
Strömungsvorgänge im vertikalen, feststoffbeladenen
Förderrohr mit austretendem Freistrahle
Dissertation TH Aachen (1966)
- [60] Adam, O.:
Untersuchung über die Vorgänge in feststoffbeladenen
Gasströmen
Forschungsberichte des Landes Nordrhein-Westfalen
Nr. 904
Westdeutscher Verlag, Opladen (1960)
- [61] Hermann, J.:
Staub in turbulenter Gasströmung - Staubverteilung und
meßtechnische Probleme
Dissertation, TU München (1976)
- [62] Memmott, V.J., Smoot, L.D.:
Cold Flow Mixing Data for Pulverized Coal Reactors
AIChE Journal Vol. 24 (1978) Nr. 3, S. 466/473

- [63] Kall, H., Thomas, G.:
Methoden zur Untersuchung von partikelbeladenen Gasströmen in der Kraftwerkstechnik
BWK 34 (1982) Nr. 3, S. 117/123
- [64] Lapple, C.E., Shepherd, C.B.:
Calculation of Particle Trajectories
Industrial and Engineering Chemistry 32 (1940) Nr. 5, S. 605/617
- [65] Schmitt, B.:
Strömungen von Gasen mit festen Teilchen
Dissertation TH Darmstadt (1968)
- [66] Bracht, K., Merzkirch, W.:
Aufwirbelung von Staub durch Druckwellen in Luft
Forschungsbericht des Landes Nordrhein-Westfalen Nr. 2785, Westdeutscher Verlag, Opladen (1978)
- [67] Abbas, A.S., Koussa, S.S., Lockwood, F.C.:
The Prediction of the Particle Laden Gas Flows
Eighteenth Symposium (Int.) on Combustion, The Combustion Institute Pittsburgh (1981), S. 1427/1438
- [68] Crowe, C.T., Nicholls, J.A., Mörrisson, R.B.:
Drag Coefficients of Inert and Burning Particles Accelerating in Gas Streams
Ninth Symposium (Int.) on Combustion, The Combustion Institute Pittsburgh (1962)
- [69] Anthony, D.B., Howard, J.B., Hottel, H.C., Meissner, H.P.:
Rapid Devolatilization of Pulverized Coal
Fifteenth Symposium (Int.) on Combustion, The Combustion Institute Pittsburgh (1974), S. 1303/1317
- [70] Howard, J.B., Essenhigh, R.H.:
Pyrolysis of Coal Particles in Pulverized Fuel Flames
I & Ec Process Design and Development
Vol. 6, (1967) Nr. 1, S. 74/84
- [71] Koch, V.:
Entgasung von Steinkohlen bei hohen Aufheizgeschwindigkeiten und ihre Bedeutung für den Verbrennungsablauf
Dissertation TH Aachen (1968)
- [72] Schwandtner, D.:
Entgasung von Steinkohlen bei Aufheizgeschwindigkeiten oberhalb 10^5 grd/min
Dissertation TH Aachen (1971)
- [73] Anthony, D.B., Howard, J.B., Hottel, H.C., Meissner, H.P.:
Rapid devolatilization and hydro-gasification of bituminous coal
Fuel Vol. 55 (1976), S. 121/128

- [74] Agst, J.:
Die Brennstoffe
I. Sczimarowsky und U. Agst, Moers (1978)
- [75] Elliott, M.A.:
Chemistry of Coal Utilization
Second Supplementary Volume
John Wiley & Sons Inc. (1981)
- [76] Melia, P.F., Bowman, C.T.:
A Three Zone Model for Coal Particle Swelling
Combustion, Science and Technology Vol. 31 (1983),
S. 195/201
- [77] Adrian, F.:
Vergleich von Strahl- und Wirbelbrennern für große
steinkohlegefeuerte Dampferzeuger
VGB Kraftwerkstechnik 59 (1979) Nr. 7, S. 546/552
- [78] Liebscht, M.:
Modellierung der Abbrandkinetik von Braunkohlestaub-
teilchen für ein mehrdimensionales mathematisches
Flammenmodell
Dissertation Dresden (1974)
- [79] Willmes, O.:
Feststofftemperatur und Abbrandverlauf bei der Ver-
brennung rheinischer Braunkohle und deren Einfluß
auf die Feuerraumverschmutzung
Dissertation, Universität Stuttgart (1976)
- [80] Baum, M.M., Street, P.J.:
Predicting the Combustion Behaviour of Coal Particles
Combustion Science and Technology Vol. 3 (1971),
S. 231/243
- [81] Timothy, L.D., Sarofim, A.F., Béer, J.M.:
Characteristics of Single Particle Coal Combustion
19th Symposium (Int.) on Combustion, The Combustion
Institute Pittsburgh (1982), S. 1123/1130
- [82] Thring, M.W., Newby, M.P.:
Combustion length of enclosed turbulent jet flames
Fourth Symposium on Combustion Baltimore (1953),
S. 789/796
- [83] Zelkowski, J.:
Die isotherme Modellierung in Brennkammern von Staub-
kesseln mit Eckenbrennern
Mitteilungen der VGB, Heft 104 (1966)
- [84] Zelkowski, J.:
Modelluntersuchungen über die Strömung in Feuerräumen
BWK 25 (1973) Nr. 8, S. 308/311

- [85] Buxmann, J.:
Modellversuche über Strömungsvorgänge in Brennkammern
Vortrag anlässlich einer Sitzung der DVV am 30.3.1973
- [86] Altmann, W., Apel, A., Pascher, W.:
Strömungsvorgänge in Feuerungssystemen von Braunkohle-
Dampferzeugern
Energietechnik 26 (1976) Nr. 6, S. 240/247
- [87] Gersten, K.:
Einführung in die Strömungsmechanik
Bertelsmann Universitätsverlag, Düsseldorf (1974)
- [88] Schlichting, H.:
Grenzschicht-Theorie
Verlag Braun, Karlsruhe (1965)
- [89] Brauer, H.:
Stoffaustausch
Sauerländer AG, Aarau (1971)
- [90] Merzkirch, W.:
Meßmethoden in der Wärme- und Strömungstechnik
Skript zur Vorlesung, Ruhr-Universität Bochum (1981)
- [91] Catchpole, J.P., Fulford, G.:
Dimensionless Groups
Industrial and Engineering Chemistry Vol. 58 (1966)
Nr. 3, S. 46/60
- [92] Fulford, G.D., Catchpole, J.P.:
Dimensionless Groups
Industrial and Engineering Chemistry Vol. 60 (1968)
Nr. 3, S. 71/78
- [93] Rodi, W.:
Turbulence Models and their Applications in Hydraulics
IAHR, Delft (1980)
- [94] Bennett, C.O., Myres, J.E.:
Momentum, Heat and Mass Transfer
McGraw Hill, New York (1974)
- [95] Roache, P.J.:
Computational Fluid Dynamics
Hermose Publishers, Albuquerque, New Mexico (1972)
- [96] Szablewski, W.:
Turbulente Scherströmungen
Freie Turbulenz
Akademie Verlag Berlin (1979)
- [97] Launder, B.E., Spalding, D.B.:
Mathematical Models of Turbulence
Academic Press London / New York (1972)

- [98] Spalding, D.B.:
Turbulence Models (4th issue)
Imperial College of Science and Technology, London
(1982), Heat Transfer Section Report Number CFD 82/4
- [99] Launder, B.E., Spalding, D.B.:
The Numerical Computation of Turbulent Flows
Computer Methods in Applied Mechanics and Engineering
3 (1974), S. 269/289
- [100] Jacobs, J.:
Turbulente Mischung in Zyklonbrennkammern
Dissertation, Universität Karlsruhe (1974)
- [101] Stirnberg, D.:
Interferometrische Konzentrations- und Temperatur-
messungen in einer laminaren Diffusionsflamme
Dissertation Ruhr-Universität Bochum (1982)
- [102] Meis, Th., Marcowitz, U.:
Numerische Behandlung partieller Differential-
gleichungen
Springer-Verlag, Berlin, Heidelberg, New York (1978)
- [103] Argyris, J.H., Danne, P.C.:
The Finite Element Method Applied to Fluid Dynamics
aus: Computational Methods and Problems in Aero-
nautical Fluid Dynamics
Academic Press London (1976). S. 158/197
- [104] Bercovier, M.; Engelmann, M.:
A Finite Element for the Numerical Solution of Viscous
Incompressible Flows
Journal of Computational Physics 30 (1979), S. 181/201
- [105] Benque, J.P., Ibler, B., Labachie, G., Latteux, B.:
Finite Element Methods For Incompressible Viscous
Flows
aus: Viviani, H.:
Proceedings of the Fourth GAMM-Conference on Numerical
Methods in Fluid Dynamics, Vol. 5, Vieweg Verlag,
Wiesbaden (1982), S. 10/21
- [106] Patankar, S.:
Numerical Heat Transfer and Fluid Flow
McGraw Hill Book Company (1980)
- [107] Hoitz, J., Kremer, H.:
Entwicklung und Anwendung mathematischer Modelle
für die Erfassung der Strömungsvorgänge in gasbe-
heizten industriellen Feuerungen
Forschungsbericht des Landes Nordrhein-Westfalen
Nr. 2957, Westdeutscher Verlag, Opladen (1980)

- [108] Richter, W.:
Stand der Entwicklung mathematischer Flammen- und
Feuerraummodelle und Möglichkeiten ihrer Anwendung
in der Feuerungspraxis
VDI-Berichte Nr. 346 (1979) S. 173/187
- [109] Kremer, H.:
Über ein Näherungsverfahren zur Berechnung des
gesamten Mischungsgebietes turbulenter Freistrah-
und Freistrahlfammensysteme mit beliebiger Düsen-
geometrie
I. Chem. E. Symposium No. 43, Harrogate (1975)
- [110] Meyer, H.J.:
Berechnung der Bahnkurve von Staubteilchen in mehr-
dimensionalen Strömungen
Diplomarbeit am Lehrstuhl für Energieanlagentechnik,
Ruhr-Universität Bochum (1983)
- [111] Ruhrkohlen-Handbuch
Verlag Glückauf Essen (1969)
- [112] Kremer, H.:
Zur Ausbreitung inhomogener turbulenter Freistrahlen
und turbulenter Diffusionsflammen
Dissertation TH Karlsruhe (1964)
- [113] Ramsey, J.W., Goldstein, R.J.:
Interaction of a Heated Jet With a Deflecting Stream
Journal of Heat Transfer (1971) Nr. 11, S. 365/372
- [114] Patankar, S.V., Basu, D.K., Alpay, S.A.:
Prediction of the Three-Dimensional Velocity Field
of a Deflected Turbulent Jet
Journal of Fluids Engineering
Transactions of the ASME (1977), S. 758/762
- [115] Krüger, J.:
Drehimpuls, Schub und innere Rückströmung bei
Brennerstrahlern
gas wärme international Bd. 22 (1973) Nr. 12,
S. 497/504
- [116] Müller, R., Trenkler, H.:
Ecken- und Frontfeuerung
Mitteilungen der Vereinigung der Großkessel-
besitzer, Heft 47, April 1957
- [117] Beitz, W., Küttner, K.H.:
Dubbel, Taschenbuch für den Maschinenbau
14. Auflage, Springer-Verlag, Berlin (1981)
- [118] Günther, R.:
Verbrennung und Feuerungen
Springer-Verlag, Berlin / Heidelberg / New York (1974)

- [119] Gumz, W.:
Kurzes Handbuch der Brennstoff- und Feuerungstechnik
Springer-Verlag, Berlin (1962)

12. Anhang

12.1 Differenzenausdrücke für die Differentiale in der Impulserhaltungsgleichung

Die genaue Formulierung der Differentialgleichungen (4-62) bis (4-64) in Differenzenform geben die folgenden Beziehungen an. Konvektionsterme in den Impulserhaltungsgleichungen in X-Richtung:

$$\begin{aligned}
 \frac{\partial U^2}{\partial X} \Big|_{I,J,K} &\hat{=} \frac{1}{4\Delta X} [(U_{I,J,K} + U_{I+1,J,K})^2 \\
 &+ \alpha |U_{I,J,K} + U_{I+1,J,K}| \cdot (U_{I,J,K} - U_{I+1,J,K}) \\
 &- (U_{I-1,J,K} + U_{I,J,K})^2 \\
 &- \alpha |U_{I-1,J,K} + U_{I,J,K}| (U_{I-1,J,K} - U_{I,J,K})]
 \end{aligned} \tag{12-1}$$

$$\begin{aligned}
 \frac{\partial(UV)}{\partial Y} \Big|_{I,J,K} &\hat{=} \frac{1}{4\Delta Y} [(V_{I,J,K} + V_{I+1,J,K}) (U_{I,J,K} + U_{I,J+1,K}) \\
 &+ \alpha |V_{I,J,K} + V_{I+1,J,K}| (U_{I,J,K} - U_{I,J+1,K}) \\
 &- (V_{I,J-1,K} + V_{I+1,J-1,K}) (U_{I,J-1,K} + U_{I,J,K}) \\
 &- \alpha |V_{I,J-1,K} + V_{I+1,J-1,K}| (U_{I,J-1,K} - U_{I,J,K})]
 \end{aligned} \tag{12-2}$$

$$\begin{aligned}
\left. \frac{\partial(UW)}{\partial Z} \right|_{I,J,K} &\hat{=} \frac{1}{4\Delta Z} [(W_{I,J,K} + W_{I+1,J,K}) (U_{I,J,K} + U_{I,J,K+1}) \\
&+ \alpha |W_{I,J,K} + W_{I+1,J,K}| (U_{I,J,K} - U_{I,J,K+1}) \\
&- (W_{I,J,K-1} + W_{I+1,J,K-1}) (U_{I,J,K-1} + U_{I,J,K}) \\
&- \alpha |W_{I,J,K-1} + W_{I+1,J,K-1}| (U_{I,J,K-1} - U_{I,J,K})]
\end{aligned} \quad (12-3)$$

Konvektionsterme in der Impulserhaltungsgleichung in
Y-Richtung

$$\begin{aligned}
\left. \frac{\partial(UV)}{\partial X} \right|_{I,J,K} &\hat{=} \frac{1}{4\Delta X} [(U_{I,J,K} + U_{I,J+1,K}) (V_{I,J,K} + V_{I+1,J,K}) \\
&+ \alpha |U_{I,J,K} + U_{I,J+1,K}| (V_{I,J,K} - V_{I+1,J,K}) \\
&- (U_{I-1,J,K} + U_{I-1,J+1,K}) (V_{I-1,J,K} + V_{I,J,K}) \\
&- \alpha |U_{I-1,J,K} + U_{I-1,J+1,K}| (V_{I-1,J,K} - V_{I,J,K})]
\end{aligned} \quad (12-4)$$

$$\begin{aligned}
\frac{\partial V^2}{\partial Y} \Big|_{I,J,K} &\hat{=} \frac{1}{4\Delta Y} [(V_{I,J,K} + V_{I,J+1,K})^2 \\
&+ \alpha |V_{I,J,K} + V_{I,J+1,K}| (V_{I,J,K} - V_{I,J+1,K}) \\
&- (V_{I,J-1,K} + V_{I,J,K})^2 \\
&- \alpha |V_{I,J-1,K} + V_{I,J,K}| (V_{I,J-1,K} + V_{I,J,K})]
\end{aligned} \tag{12-5}$$

$$\begin{aligned}
\frac{\partial (VW)}{\partial Z} \Big|_{I,J,K} &\hat{=} \frac{1}{4\Delta Z} [(W_{I,J,K} + W_{I,J+1,K}) (V_{I,J,K} + V_{I,J,K+1}) \\
&+ \alpha |W_{I,J,K} + W_{I,J+1,K}| (V_{I,J,K} - V_{I,J,K+1}) \\
&- (W_{I,J,K-1} + W_{I,J+1,K-1}) (V_{I,J,K-1} + V_{I,J,K}) \\
&- \alpha |W_{I,J,K-1} + W_{I,J+1,K-1}| (V_{I,J,K-1} - V_{I,J,K})]
\end{aligned} \tag{12-6}$$

Konvektionsterme in der Impulserhaltungsgleichung in
Z-Richtung

$$\begin{aligned}
 \left. \frac{\partial(UW)}{\partial X} \right|_{I,J,K} &= \frac{1}{4\Delta X} [(U_{I,J,K} + U_{I,J,K+1}) (W_{I,J,K} + W_{I+1,J,K}) \\
 &\quad + \alpha |U_{I,J,K} + U_{I,J,K+1}| (W_{I,J,K} - W_{I+1,J,K}) \\
 &\quad - (U_{I-1,J,K} + U_{I-1,J,K+1}) (W_{I-1,J,K} + W_{I,J,K}) \\
 &\quad - \alpha |U_{I-1,J,K} + U_{I-1,J,K+1}| (W_{I-1,J,K} - W_{I,J,K})]
 \end{aligned} \tag{12-7}$$

$$\begin{aligned}
 \left. \frac{\partial(VW)}{\partial Y} \right|_{I,J,K} &= \frac{1}{4\Delta Y} [(V_{I,J,K} + V_{I,J,K+1}) (W_{I,J,K} + W_{I,J+1,K}) \\
 &\quad + \alpha |V_{I,J,K} + V_{I,J,K+1}| (W_{I,J,K} - W_{I,J+1,K}) \\
 &\quad - (V_{I,J-1,K} + V_{I,J-1,K+1}) (W_{I,J-1,K} + W_{I,J,K}) \\
 &\quad - \alpha |V_{I,J-1,K} + V_{I,J-1,K+1}| (W_{I,J-1,K} - W_{I,J,K})]
 \end{aligned} \tag{12-8}$$

$$\begin{aligned}
\left. \frac{\partial W^2}{\partial Z} \right|_{I,J,K} &= \frac{1}{4\Delta Z} [(W_{I,J,K} + W_{I,J,K+1})^2 \\
&+ \alpha |W_{I,J,K} + W_{I,J,K+1}| (W_{I,J,K} - W_{I,J,K+1}) \\
&- (W_{I,J,K-1} + W_{I,J,K})^2 \\
&- \alpha |W_{I,J,K-1} + W_{I,J,K}| (W_{I,J,K-1} - W_{I,J,K})]
\end{aligned} \quad (12-9)$$

Die "Diffusionsterme" in den Impulserhaltungsgleichungen können folgendermaßen geschrieben werden:

in X-Richtung

$$\begin{aligned}
\frac{1}{\text{Re}} \left(\frac{\partial^2 U}{\partial X^2} + \frac{\partial^2 U}{\partial Y^2} + \frac{\partial^2 U}{\partial Z^2} \right) \Big|_{I,J,K} \hat{=} \\
\frac{1}{\text{Re}} \left[\frac{1}{\Delta X^2} (U_{I+1,J,K} - 2 U_{I,J,K} + U_{I-1,J,K}) \right. \\
+ \frac{1}{\Delta Y^2} (U_{I,J+1,K} - 2 U_{I,J,K} + U_{I,J-1,K}) \\
\left. + \frac{1}{\Delta Z^2} (U_{I,J,K+1} - 2 U_{I,J,K} + U_{I,J,K-1}) \right]
\end{aligned} \quad (12-10)$$

in Y-Richtung

$$\begin{aligned}
 & \frac{1}{\text{Re}} \left(\frac{\partial^2 V}{\partial X^2} + \frac{\partial^2 V}{\partial Y^2} + \frac{\partial^2 V}{\partial Z^2} \right) \bigg|_{I,J,K} \hat{=} \\
 & \frac{1}{\text{Re}} \left[\frac{1}{\Delta X^2} (V_{I+1,J,K} - 2 V_{I,J,K} + V_{I-1,J,K}) \right. \\
 & \quad + \frac{1}{\Delta Y^2} (V_{I,J+1,K} - 2 V_{I,J,K} + V_{I,J-1,K}) \\
 & \quad \left. + \frac{1}{\Delta Z^2} (V_{I,J,K+1} - 2 V_{I,J,K} + V_{I,J,K-1}) \right]
 \end{aligned} \tag{12-11}$$

in Z-Richtung

$$\begin{aligned}
 & \frac{1}{\text{Re}} \left(\frac{\partial^2 W}{\partial X^2} + \frac{\partial^2 W}{\partial Y^2} + \frac{\partial^2 W}{\partial Z^2} \right) \bigg|_{I,J,K} \hat{=} \\
 & \frac{1}{\text{Re}} \left[\frac{1}{\Delta X^2} (W_{I+1,J,K} - 2 W_{I,J,K} + W_{I-1,J,K}) \right. \\
 & \quad + \frac{1}{\Delta Y^2} (W_{I,J+1,K} - 2 W_{I,J,K} + W_{I,J-1,K}) \\
 & \quad \left. + \frac{1}{\Delta Z^2} (W_{I,J,K+1} - 2 W_{I,J,K} + W_{I,J,K-1}) \right]
 \end{aligned} \tag{12-12}$$

Der Auftriebsterm in der Z-Impulserhaltungsgleichung Gl. (4-64) lautet in Differenzenform:

$$\frac{1}{Fr^2} \frac{\rho_{\text{örtl}} - \rho}{\rho} \Big|_{I,J,K} \cong \frac{1}{Fr^2} [C_{I,J,K} \left(\frac{\rho_B}{\rho_A} - 1 \right) + 1 - \frac{\rho_B}{\rho}] \quad (12-13)$$

Dabei sind ρ_A und ρ_B die Dichten der Stoffe A und B und $C_{I,J,K}$ ist die Massenkonzentration des Stoffes A im Gemisch.

12.2 Differenzenausdrücke für die Differentiale in der Stoff- und Erhaltungsgleichung

Setzt man statt der Konzentration C und der Temperaturdifferenz θ die allgemeine Größe ϕ , dann können die Differenzenausdrücke in der Stoff- und Energieerhaltung Gl. (4-66) und (4-67) einheitlich in der folgenden Form geschrieben werden. Als einziger Unterschied ergibt sich, daß im Diffusionsterm der Energiegleichung die Prandtl-Zahl und im Diffusionsterm der Stofferhaltungsgleichungen die Schmidt-Zahl steht.

$$\begin{aligned} \frac{\partial(U\phi)}{\partial X} \Big|_{I,J,K} &\cong \frac{1}{4\Delta X} [(U_{I,J,K} + U_{I-1,J,K}) (\phi_{I+1,J,K} - \phi_{I-1,J,K}) \\ &\quad - \alpha |U_{I,J,K} + U_{I-1,J,K}| (\phi_{I+1,J,K}^{-2} \phi_{I,J,K} + \phi_{I-1,J,K})] \end{aligned} \quad (12-14)$$

$$\begin{aligned} \frac{\partial(V\phi)}{\partial Y} \Big|_{I,J,K} &\cong \frac{1}{4\Delta Y} [(V_{I,J,K} + V_{I,J-1,K}) (\phi_{I,J+1,K} - \phi_{I,J-1,K}) \\ &\quad - \alpha |V_{I,J,K} + V_{I,J-1,K}| (\phi_{I,J+1,K}^{-2} \phi_{I,J,K} + \phi_{I,J-1,K})] \end{aligned} \quad (12-15)$$

$$\left. \frac{\partial (W\phi)}{\partial Z} \right|_{I,J,K} \cong \frac{1}{4\Delta Z} [(W_{I,J,K} + W_{I,J,K-1}) (\phi_{I,J,K+1} - \phi_{I,J,K-1}) - \alpha |W_{I,J,K} + W_{I,J,K-1}| (\phi_{I,J,K+1}^{-2} \phi_{I,J,K} - \phi_{I,J,K-1})] \quad (12-16)$$

$$\begin{aligned} \frac{1}{\text{Re Sc}_{(\text{Pr})}} \left(\frac{\partial^2 \phi}{\partial X^2} + \frac{\partial^2 \phi}{\partial Y^2} + \frac{\partial^2 \phi}{\partial Z^2} \right) \Big|_{I,J,K} &\cong \\ &= \frac{1}{\text{Re Sc}_{(\text{Pr})}} \left[\frac{1}{\Delta X^2} (\phi_{I+1,J,K} - 2\phi_{I,J,K} + \phi_{I-1,J,K}) \right. \\ &\quad + \frac{1}{\Delta Y^2} (\phi_{I,J+1,K} - 2\phi_{I,J,K} + \phi_{I,J-1,K}) \\ &\quad \left. + \frac{1}{\Delta Z^2} (\phi_{I,J,K+1} - 2\phi_{I,J,K} + \phi_{I,J,K-1}) \right] \quad (12-17) \end{aligned}$$

12.3 Kohledaten und Verbrennungsrechnung

Tafel 12.1 gibt Kohledaten für eine Stein- und eine Braunkohle wieder, wie sie typischerweise in Ecken- und Seitenfeuerungen verbrannt wird und wie sie den Rechnungen zugrunde lagen [6, 117].

	Braunkohle	Steinkohle	Dimension
Heizwert (auf Rohkohle bezogen)	8,34	28,15	MJ/kg
Wassergehalt w	57,1	9	Gew.-%
Aschegehalt a	5,2	8	Gew.-%
Flüchtige Bestand- teile (waf)	58,5	31,5	Gew.-%
Elementaranalyse (waf)			
c	0,68	0,78	Gew.-Ant.
h	0,055	0,055	Gew.-Ant.
s	0,025	0,01	Gew.-Ant.
n	0,01	0,01	Gew.-Ant.
o	0,23	0,145	Gew.-Ant.

Tafel 12-1: Kohledaten

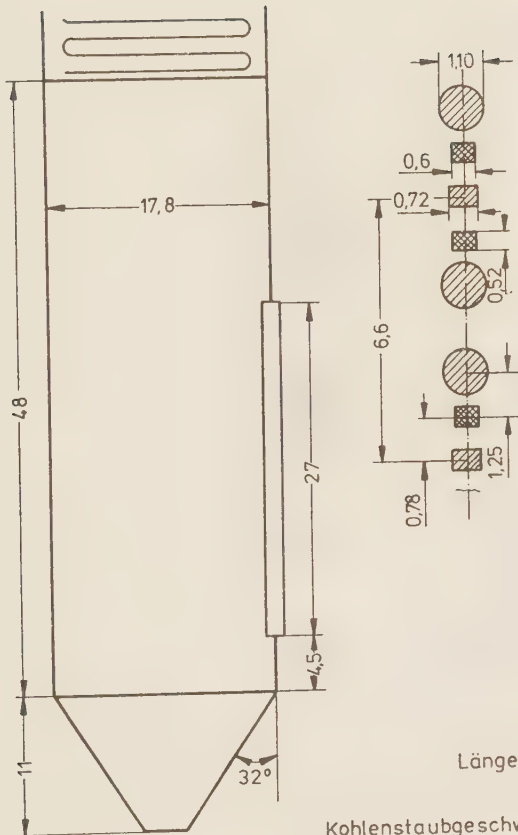
Tafel 12-2 zeigt die Ergebnisse der Verbrennungsrechnung für deren Kohlen [118, 119]. Es werden außerdem die Beladungen und Konzentrationen ermittelt, soweit sie für den Berechnungsgang von Bedeutung sind.

12.4 Daten der berechneten Tangentialfeuerung

In den Abbildungen 12-1 und 12-2 sind die geometrischen Daten und die Eintrittsgeschwindigkeiten für Ecken- und Seitenfeuerungen angegeben, wie sie den Berechnungen in Abschnitt 8 und 9 zugrunde liegen.

	Braunkohle	Steinkohle	Dimension
Mindestabgasmenge			
$V_{\min}(\text{waf})$	7,99	8,36	$\text{m}^3_{\text{Gas}}/\text{kg}_{\text{Br}(\text{waf})}$
$V_{\min}(\text{roh})$	3,01	6,94	$\text{m}^3_{\text{Gas}}/\text{kg}_{\text{Br}(\text{roh})}$
minimaler Luftbedarf			
$L_{\min}(\text{waf})$	6,81	7,94	$\text{m}^3_{\text{Gas}}/\text{kg}_{\text{Br}(\text{waf})}$
$L_{\min}(\text{waf})$	8,77	10,21	$\text{kg}_{\text{Gas}}/\text{kg}_{\text{Br}(\text{waf})}$
$L_{\min}(\text{roh})$	2,57	6,59	$\text{m}^3_{\text{Gas}}/\text{kg}_{\text{Br}(\text{roh})}$
$L_{\min}(\text{roh})$	3,31	8,47	$\text{kg}_{\text{Gas}}/\text{kg}_{\text{Br}(\text{roh})}$
Beladung $\mu = \frac{M_{\text{Kohle}}}{M_{\text{Gas}}}$			
$\mu(\text{waf})$	0,114	0,098	$\text{kg}_{\text{Br}(\text{waf})}/\text{kg}_{\text{Gas}}$
$\mu(\text{roh})$	0,302	0,118	$\text{kg}_{\text{Br}(\text{roh})}/\text{kg}_{\text{Gas}}$
$\mu_{15\%}(\text{waf})$	0,76	0,653	$\text{kg}_{\text{Br}(\text{waf})}/\text{kg}_{\text{Gas}}$
$\mu_{15\%}(\text{roh})$	2,013	0,787	$\text{kg}_{\text{Br}(\text{roh})}/\text{kg}_{\text{Gas}}$
Beladungsverhältnis			
$\mu' = \frac{M_{\text{Kohle}}}{V_{\text{Gas}}}$			
$\mu'(\text{waf})$	0,147	0,126	$\text{kg}_{\text{Br}(\text{waf})}/\text{m}^3_{\text{Gas}}$
$\mu'(\text{roh})$	0,389	0,152	$\text{kg}_{\text{Br}(\text{roh})}/\text{m}^3_{\text{Gas}}$
Beladungsverhältnis bei 1000°C			
$\mu'_{1000^\circ\text{C}}(\text{waf})$	0,032	0,027	$\text{kg}_{\text{Br}(\text{waf})}/\text{m}^3_{\text{Gas}}$
$\mu'_{1000^\circ\text{C}}(\text{roh})$	0,083	0,033	$\text{kg}_{\text{Br}(\text{roh})}/\text{m}^3_{\text{Gas}}$
Raumkonzentration			
$c_R = \frac{V_p}{V + V_p} \approx \frac{V_p}{V}$			
$c_R(\text{waf})$	$8,6 \cdot 10^{-5}$	$7,4 \cdot 10^{-5}$	$\text{m}^3_{\text{Br}(\text{waf})}/\text{m}^3_{\text{Gas}}$
$c_R(\text{roh})$	$2,28 \cdot 10^{-4}$	$8,9 \cdot 10^{-5}$	$\text{m}^3_{\text{Br}(\text{roh})}/\text{m}^3_{\text{Gas}}$
$c_R 1000^\circ\text{C}(\text{roh})$	$4,8 \cdot 10^{-5}$	$1,94 \cdot 10^{-5}$	$\text{m}^3_{\text{Br}(\text{roh})}/\text{m}^3_{\text{Gas}}$
el. Leistung	600	740	MW
Kohledurchsatz	ca 900	ca 300	t/h
Mindestabgasmenge bei 1000°C und max. Kohledurchsatz	161	124	m^3/s

Tafel 12-2: Verbrennungsrechnung

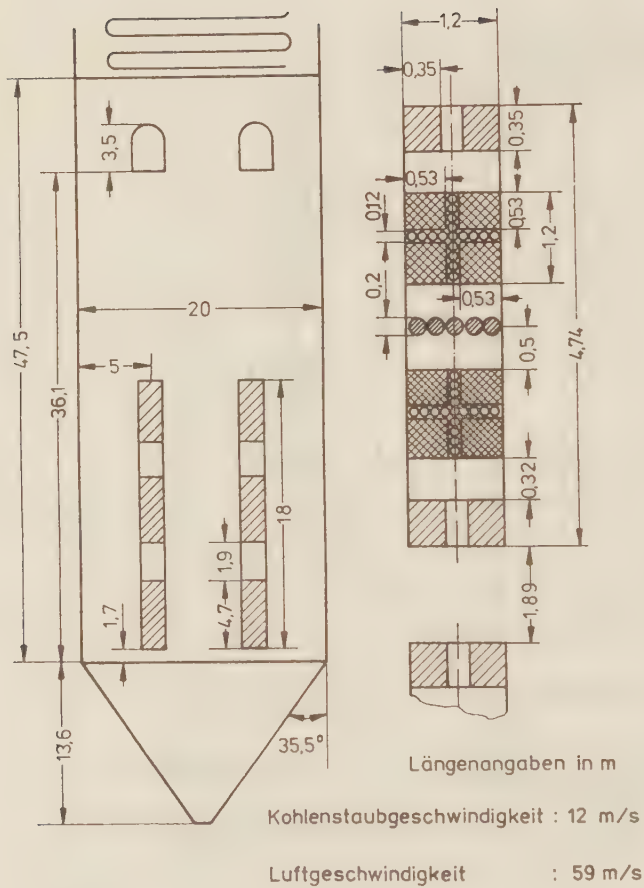


Längenangaben in m

Kohlenstaubgeschwindigkeit : 18 m/s

Luftgeschwindigkeit : 56 m/s

Abb. 12-1: Daten der berechneten Eckenfeuerung



Lebenslauf

10. Mai 1953	geboren in Lünen
1959 - 1964	Volksschule in Dortmund
1964 - 1972	Max Planck-Gymnasium in Dortmund
24. Mai 1972	Ablegung der Reifeprüfung
1972 - 1973	Grundwehrdienst
1973 - 1979	Studium des allgemeinen Maschinenbaus an der Ruhr-Universität Bochum
1974 u. 1978	13 Wochen Industriepraktikum bei Fa. Orenstein und Koppel, Dortmund, und Fa. Hoesch Rothe Erde Schmiedag AG, Dortmund
23. Oktober 1979	Diplom-Zeugnis
Seit Oktober 1979	Wissenschaftlicher Mitarbeiter am Lehrstuhl für Energieanlagen-technik der Ruhr-Universität Bochum (Prof. Dr.-Ing. H. Kremer)

D. GRÄBNER

Dissertations- u. Offsetdruckerei

Gotenstraße 3

8602 Altendorf bei Bamberg

Telefon 09545 / 8791

